

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Олейник Ольга Сергеевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МАЛОМАССИВНЫХ ПЛАНЕТ С ВНЕШНИМИ
ПЛАНЕТЕЗИМАЛЬНЫМИ ДИСКАМИ И ФОРМИРОВАНИЯ
ОСКОЛОЧНЫХ ДИСКОВ**

1.3.1. Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н. Емельяненко Вячеслав Васильевич

Москва — 2026

Оглавление

Введение	5
1 Аналитический обзор литературы	19
1.1 Осколочные диски и наблюдательные ограничения	19
1.2 Механизмы возмущения орбит планетезималей во внешних дисках .	21
1.3 Миграция планет в планетезимальных дисках	26
1.4 Столкновительный каскад и связь с динамическим состоянием диска	30
1.5 Физические свойства планетезималей и условия их разрушения . . .	33
1.6 Распределение крупных тел и полная масса диска	36
1.7 Осколочный диск HD 181327	40
1.8 Выводы из обзора литературы	41
2 Миграция маломассивных планет во внешних планетезимальных дисках и их динамическое возбуждение	43
2.1 Постановка задачи	43
2.2 Динамическая модель и начальные условия	44
2.3 Характер миграции планеты и изменение её направления	45
2.4 Эволюция структуры и орбитальных характеристик диска	49
2.4.1 Прохождение планеты земной массы	49
2.4.2 Влияние увеличения массы планеты	53
2.5 Относительные скорости и условия разрушения планетезималей . .	55
2.5.1 Оценка относительных скоростей	55
2.5.2 Порог разрушения и максимальный диаметр тел	59
2.6 Обсуждение результатов и ограничения модели	62
2.7 Выводы по второй главе	63
3 Динамические особенности внешних планетезимальных дисков при вза- имодействии с мигрирующими маломассивными планетами	65
3.1 Постановка задачи	65

3.2	Численная модель и оценка относительных скоростей	66
3.3	Результаты численного моделирования	67
3.3.1	Относительные скорости планетезималей при миграции планеты различных масс	67
3.3.2	Относительные скорости планетезималей при миграции планеты на различных расстояниях от звезды	74
3.3.3	Относительные скорости планетезималей при миграции планеты в дисках различных масс	77
3.3.4	Относительные скорости при миграции планеты в дисках с различными начальными эксцентриситетами орбит планетезималей	79
3.3.5	Влияние дополнительной планеты на миграцию	84
3.4	Выводы по третьей главе	85
4	Столкновительная модель осколочного диска HD 181327 при динамическом возбуждении мигрирующей маломассивной планетой	87
4.1	Постановка задачи	87
4.2	Столкновительная модель	89
4.2.1	Наблюдательные параметры HD 181327	89
4.2.2	Динамические параметры и объём пояса	90
4.2.3	Столкновительное распределение и нормировка	91
4.2.4	Диапазон плотностей планетезималей	92
4.2.5	Энергия катастрофического разрушения и коэффициент прочности	92
4.2.6	Разрушающие ударники и критический диаметр	93
4.2.7	Распределение крупных планетезималей	94
4.2.8	Массы двух популяций и расчётная сетка	95
4.3	Результаты расчётов	96
4.3.1	Критический размер	96
4.3.2	Полная масса и масса столкновительной популяции	97
4.3.3	Зависимость полной массы от прочности и скорости	98
4.3.4	Чувствительность к масштабу затухания	99
4.4	Обсуждение результатов и ограничения модели	100
4.4.1	Влияние точки соединения на полную массу	100
4.4.2	Вклад крупных ударников	101

4.4.3	Обоснование распределения и пределы экстраполяции	101
4.4.4	Плотность, прочность и связь с динамическими расчётами .	102
4.4.5	Неопределённость полной массы	103
4.5	Выводы по четвёртой главе	103
Заключение		105
Список сокращений и условных обозначений		108
Словарь терминов		112
Список литературы		113
Список иллюстративного материала		127
Приложение А. Дополнительные материалы		131

Введение

Формирование планет происходит в газопылевых протопланетных дисках, окружающих молодые звёзды. В этих дисках формируются планетезимали и происходят последующие этапы роста планетных тел. После рассеяния основной массы газа часть планетезималей может сохраняться в системе в виде поясов малых тел. В Солнечной системе к таким сохранившимся поясам относятся пояс астероидов и пояс Койпера. В экзопланетных системах других звёзд отдельные планетезимали вследствие их малых размеров непосредственно не наблюдаются, однако об их существовании можно судить по образующейся при их столкновениях пыли.

Пылевые частицы поглощают излучение звезды и переизлучают его преимущественно в инфракрасном диапазоне. Такие диски называют осколочными дисками [1, 2, 3, 4]. Они обнаружены вокруг звёзд различного возраста и представляют собой одну из наблюдаемых стадий эволюции планетных систем после исчезновения газового протопланетного диска.

Многие осколочные диски имеют кольцевую структуру и располагаются на расстояниях в десятки и сотни астрономических единиц от центральной звезды. Такие внешние диски по своему положению в планетной системе можно сопоставлять с поясом Койпера в Солнечной системе. Их исследование представляет особый интерес, поскольку непосредственно наблюдаемая пыль позволяет получать сведения о значительно более крупных телах, находящихся во внешних областях планетных систем.

Мелкая пыль не может сохраняться в осколочном диске на протяжении всего возраста системы. Частицы могут удаляться из системы под действием давления излучения, постепенно смещаться к звезде вследствие эффекта Пойнтинга–Робертсона и разрушаться при взаимных столкновениях [1]. Поэтому наблюдаемая пылевая компонента должна постоянно восполняться. Основным источником

новой пыли считаются разрушительные столкновения более крупных тел — планетезималей [5, 6, 7].

При разрушении крупных планетезималей образуются более мелкие фрагменты, которые в свою очередь участвуют в последующих столкновениях. В результате развивается столкновительный каскад, связывающий наблюдаемую пыль с распределением более крупных тел по размерам [8, 5, 6]. Таким образом, наблюдения осколочных дисков позволяют исследовать свойства планетезималей, недоступных непосредственным наблюдениям.

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Исследование осколочных дисков имеет важное значение для понимания эволюции планетных систем. Наблюдения этих систем вокруг звёзд различного возраста дают возможность изучать эволюцию планетезимальных дисков на протяжении длительного времени после рассеяния протопланетного диска [1]. Гравитационное воздействие планет может существенно изменять структуру и динамическое состояние осколочных дисков, поэтому их наблюдаемые свойства позволяют судить о наличии и орбитальных характеристиках планет, в том числе непосредственно не обнаруженных, а также о динамической эволюции планетной системы [2, 3]. Изучение осколочных дисков вокруг других звёзд позволяет расширить представления об эволюции планетных систем и, в частности, об эволюции Солнечной системы.

В настоящей работе рассматриваются внешние планетезимальные диски — пояса малых тел, расположенные на расстояниях в десятки и сотни астрономических единиц от звезды. Образующаяся при столкновениях этих тел пыль наблюдается в виде внешних осколочных дисков. По своему положению такие пояса можно сопоставлять с поясом Койпера в Солнечной системе. Их изучение позволяет исследовать взаимодействие планет с сохранившимся веществом внешних областей планетных систем и проверять представления о процессах, происходивших в ранней Солнечной системе.

Для внешних дисков особенно существенен вопрос о том, как на больших расстояниях от звезды возникает динамическое возбуждение, необходимое для разрушительных столкновений планетезималей. Время возбуждения пояса за счёт взаимных возмущений его тел возрастает с расстоянием и для некоторых молодых систем может превышать их возраст [9]. Наличие наблюдаемой пыли в таких по-

ясах требует объяснения того, какой механизм обеспечивает достаточно быстрое возбуждение планетезималей и начало их столкновительного разрушения.

Для образования наблюдаемой в осколочных дисках пыли столкновения планетезималей должны приводить к их разрушению. Это возможно только при достаточно высоких относительных скоростях тел. В протопланетном диске сопротивление газа препятствует росту эксцентриситетов и наклонов орбит планетезималей и тем самым снижает их случайные скорости [10]. Поэтому при отсутствии дополнительных источников динамического возбуждения к моменту рассеяния газа планетезимальный диск может сохранять сравнительно динамически холодное состояние, характеризующееся близкими к круговым и слабо наклонёнными орбитами [11]. После рассеяния газа для увеличения относительных скоростей до значений, необходимых для разрушительных столкновений, требуется источник возмущения орбит планетезималей.

В литературе рассматривается несколько механизмов такого возбуждения. Один из них связан с влиянием уже сформировавшихся планет. Планета может возбуждать эксцентриситеты и наклоны орбит планетезималей за счёт вековых и резонансных возмущений, увеличивая тем самым относительные скорости их столкновений [12, 13].

Другим механизмом является гравитационное самовозбуждение планетезимального диска, обусловленное взаимными гравитационными взаимодействиями его тел. Эти взаимодействия приводят к постепенному росту эксцентриситетов и наклонов орбит планетезималей и, следовательно, относительных скоростей их столкновений. Наибольший вклад в такое возбуждение вносят наиболее массивные тела диска, гравитационное воздействие которых особенно эффективно изменяет орбиты более мелких планетезималей [14, 15, 16, 17, 18, 9].

Однако эффективность каждого из этих механизмов существенно зависит от параметров конкретной системы, что ограничивает область их применимости. Для динамического возбуждения диска его крупнейшими телами важны время формирования этих тел, масса планетезимального диска и его расстояние от звезды. В молодых и удалённых дисках характерные времена возбуждения могут быть значительными, а в ряде моделей для достаточно быстрого роста относительных скоростей требуются нереалистично большие начальные массы диска [9, 19, 20, 21]. Действие вековых возмущений, в свою очередь, определяется массой и параметрами орбиты возмущающей планеты, а также её положением относительно плане-

тезимального пояса. Кроме того, собственная гравитация массивного диска может существенно изменять характер этих возмущений [12, 22]. Таким образом, вопрос о существовании универсального механизма динамического возбуждения внешних планетезимальных дисков остаётся открытым.

В этом контексте особый интерес представляет миграция планет в планетезимальном диске, возникающая вследствие их гравитационного взаимодействия с планетезималями. В ходе такого взаимодействия происходит обмен энергией и угловым моментом между планетой и телами диска, вследствие чего большая полуось её орбиты может постепенно изменяться. Такой процесс не требует присутствия газа и может происходить после его рассеяния, если в системе сохраняется достаточно массивный планетезимальный диск [23, 24].

В реальных планетных системах, как правило, присутствует несколько планет, взаимное гравитационное влияние которых может изменять их орбитальную эволюцию и характер взаимодействия с планетезимальным диском. Наблюдения экзопланетных систем показывают широкое распространение многопланетных систем [25]. Наличие нескольких планет может существенно влиять на перераспределение планетезималей и их динамическое состояние, а также на характер миграции самих планет [26].

Миграция в планетезимальном диске подробно исследовалась применительно к ранней эволюции Солнечной системы и, в частности, к изменению орбит планет-гигантов [27, 23]. Взаимодействие планет-гигантов с массивным планетезимальным диском играет важную роль и в модели Ниццы, объясняющей перестройку внешней части Солнечной системы [28, 29]. В рамках этой модели рассматривалось также формирование современной динамической структуры транснептуновой области [30].

Однако миграция планет не ограничивается массивными планетами. В моделях формирования планетных систем наряду с планетами-гигантами образуется значительная популяция тел с массами от долей массы Земли до нескольких масс Земли [31, 32, 33, 34, 35]. Наблюдательные исследования экзопланет также показывают значительную распространённость планет промежуточных между Землёй и Нептуном, причём с учётом наблюдательной селекции число планет в доступном диапазоне масс возрастает с уменьшением массы [36]. При этом маломассивные планеты на больших расстояниях от звезды значительно труднее обнаружить, чем более массивные планеты, поэтому их присутствие во внешних областях планет-

ных систем может оставаться незамеченным. Это делает важным исследование их возможного взаимодействия с внешними планетезимальными дисками.

В исследованиях осколочных дисков миграция планет рассматривалась значительно реже и главным образом в связи с формированием наблюдаемых особенностей пространственной структуры дисков [37, 38]. Вместе с тем Marino (2021) [13] указал на возможность иной роли этого процесса: маломассивная планета, мигрирующая через планетезимальный диск, может последовательно взаимодействовать с его телами и возбуждать их орбиты. Для реализации такого механизма особенно интересны планеты с массами порядка массы Земли: более массивные планеты эффективнее рассеивают планетезимали и могут приводить к быстрому очищению части диска, тогда как маломассивные планеты способны дольше взаимодействовать с его телами, возбуждая их орбиты без столь быстрого истощения диска [27, 39, 21]. Существование таких планет во внешних областях молодых планетных систем допускается моделями формирования планет, однако их непосредственное обнаружение на расстояниях в десятки астрономических единиц от звезды остаётся чрезвычайно сложной наблюдательной задачей. При этом до настоящего времени механизм динамического возбуждения внешних осколочных дисков мигрирующей маломассивной планетой детально не исследовался.

В контексте осколочных дисков особый интерес представляет возможность смены направления движения планеты при миграции в планетезимальном диске. Gomes et al. (2004) [27] показали, что направление миграции зависит от распределения взаимодействующих с планетой планетезималей и может меняться. В случае такой обратимой миграции планета способна пройти через часть диска, динамически возбудить находящиеся в ней тела, а затем, изменив направление движения, выйти из диска и постепенно удалиться от его внутреннего края [40]. В результате динамическое возбуждение планетезимального диска может сохраняться и после ухода планеты, поэтому её присутствие непосредственно в пределах наблюдаемого диска в момент наблюдения не является обязательным.

Само по себе достижение высоких относительных скоростей планетезималей ещё не гарантирует образования наблюдаемой пыли. В настоящее время основным механизмом её постоянного восполнения в осколочных дисках считается столкновительный каскад, в котором разрушительные столкновения планетезималей приводят к последовательному образованию всё более мелких фрагментов вплоть

до пылевых частиц [1, 2]. Для поддержания такого каскада необходимо, чтобы столкновения были не только достаточно энергичными для разрушения тел, но и происходили достаточно часто. Частота столкновений зависит от относительных скоростей тел, их пространственной концентрации и распределения по размерам. Поэтому даже при одинаковом уровне динамического возбуждения скорость столкновительной эволюции может существенно различаться в зависимости от количества вещества в диске и его распределения между телами разных размеров [1, 6].

При этом для образования пыли существенна не только частота столкновений, но и характер перераспределения вещества по размерам в результате разрушения тел. В установившейся части столкновительного каскада распределение тел по размерам и массам определяется их устойчивостью к разрушению: показатель степенного распределения зависит от характера размерной зависимости удельной энергии катастрофического разрушения [41, 7]. Конкретный вид этой зависимости, в свою очередь, определяется физическими свойствами планетезималей — их плотностью, внутренней структурой и механической прочностью. В значительной части столкновительных моделей осколочных дисков используются зависимости удельной энергии катастрофического разрушения, основанные на расчётах Benz & Asphaug (1999) [42] для монолитного базальта или льда [6, 43, 44]. Такие зависимости применяются и в современных работах, хотя их применимость к телам смешанного ледяно-каменного состава может быть ограниченной [45].

Между тем имеются основания полагать, что планетезимали внешних осколочных дисков существенно отличаются от компактных тел из чистого базальта или льда. В диске β Pictoris наблюдаемый СО имеет вторичное происхождение и связывается с выделением летучих веществ из планетезималей [46, 47]. В HD 181327 также обнаружен вторичный СО, причём оценённое содержание СО и СО₂ в родительских телах согласуется с составом комет Солнечной системы [48]. Для Fomalhaut получены сходные оценки содержания СО и СО₂ в экзокометах [49]. Кроме того, в HD 181327 впервые в истории наблюдений осколочных дисков было надёжно обнаружено присутствие водяного льда [50].

На то, что подобные тела могут быть не только богаты льдами, но и сильно пористыми, указывают объекты внешней Солнечной системы. Средняя плотность ядра 67P/Чурюмова–Герасименко составляет около 0,53 г/см³ при пористости 72–74 % [51]. Для Арокрота оценки плотности лежат примерно в диапазоне 0,25–

0,50 г/см³ и также указывают на высокую пористость [52]. Таким образом, планетезимали внешних осколочных дисков могут представлять собой рыхлые тела смешанного ледяно-каменного состава и заметно отличаться по своим физическим свойствам как от монолитного базальта, так и от чистого льда.

В этом случае особенно актуально уточнение зависимости удельной энергии катастрофического разрушения от размера тела. Пористость, состав и внутренняя структура влияют на условия разрушения планетезималей, а вид этой зависимости, в свою очередь, определяет показатели распределения тел по размерам и массам в установившемся столкновительном каскаде [41, 53]. Работ, в которых в столкновительных моделях учитывается рыхлая структура планетезималей, пока немного. В частности, Krivov et al. (2018) [54] предложили зависимость для рыхлых скоплений частиц, основанную на лабораторных данных о пылевых агрегатах, и показали, что её использование существенно изменяет распределение тел по размерам. Построение более реалистичной зависимости осложняется недостатком экспериментальных данных для пористых тел смешанного состава и необходимостью экстраполяции результатов лабораторных исследований на значительно большие размеры. Поэтому уточнение закона катастрофического разрушения для рыхлых планетезималей смешанного каменно-ледяного состава остаётся важной задачей при моделировании столкновительной эволюции внешних осколочных дисков.

Кроме того, за конечный возраст системы столкновительная переработка охватывает лишь часть исходного распределения планетезималей по размерам. Характерное время разрушения увеличивается для достаточно крупных тел и может превышать возраст системы, поэтому распределение тел, участвующих в столкновительном каскаде, не обязательно может быть непосредственно продолжено до крупнейших планетезималей тем же степенным законом [6, 7]. Свойства крупноразмерной части распределения при этом остаются слабо ограниченными наблюдениями.

С этой неопределённостью связана проблема определения полной массы осколочных дисков. Наблюдаемое излучение позволяет судить главным образом о свойствах мелкой пыли, тогда как основная масса вещества может быть заключена в крупных планетезималях, непосредственно недоступных наблюдениям. Поэтому её оценка требует продолжения распределения тел к большим размерам и зависит как от принятой формы этого распределения, так и от физических свойств плане-

тезимальей — прежде всего их объёмной плотности и закона катастрофического разрушения. Для ряда ярких осколочных дисков такие оценки достигают порядка 10^3 масс Земли, существенно превышая ожидаемый запас твёрдого вещества на предшествовавшей протопланетной стадии [54, 19].

Таким образом, при исследовании происхождения наблюдаемой пыли во внешних осколочных дисках остаются взаимосвязанные нерешённые вопросы: механизм динамического возбуждения планетезимальей, условия их столкновительного разрушения, форма непосредственно не наблюдаемой части распределения крупных тел и определение полной массы диска. Решение этих вопросов требует рассмотрения динамики планетезимального диска в ходе эволюции планетной системы и построения столкновительной модели, учитывающей как физические свойства планетезимальей, так и особенности их динамического возбуждения.

Цель и задачи исследования

Основными целями диссертационной работы являются: исследование миграции маломассивных планет во внешних планетезимальных дисках в качестве механизма динамического возбуждения планетезимальей; определение возникающих при этом относительных скоростей планетезимальей при различных параметрах планетной системы и диска; построение столкновительной модели на основе результатов численного моделирования и оценка полной массы твёрдого вещества осколочных дисков.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Исследовать особенности миграции маломассивной планеты, обусловленной её гравитационным взаимодействием с планетезималями, и определить, как прохождение планеты через внешний планетезимальный диск изменяет распределение вещества, эксцентриситеты и наклоны орбит планетезимальей.
2. Исследовать зависимость относительных скоростей планетезимальей от массы планеты, массы и положения диска, а также от начального динамического состояния планетезимальей.
3. Использовать результаты динамического моделирования для построения столкновительной модели внешнего осколочного диска.
4. Применить разработанную столкновительную модель к осколочному диску HD 181327 и оценить полную массу твёрдого вещества в этой системе.

Научная новизна

В диссертационной работе впервые:

1. Проведено систематическое численное исследование динамического взаимодействия маломассивной планеты с внешним планетезимальным диском в конфигурации, при которой планета первоначально расположена вблизи внутреннего края диска и мигрирует вследствие гравитационного взаимодействия с его телами.
2. Показано, что в рассматриваемой конфигурации при различных параметрах планетной системы и диска миграция маломассивной планеты способна возмущать орбиты планетезималей и повышать их относительные скорости до значений, достаточных для разрушительных столкновений тел размером порядка десятков километров.
3. Получена функциональная зависимость средних относительных скоростей, возникающих в планетезимальном диске при миграции планеты, от массы этой планеты. Оценена зависимость средних относительных скоростей от параметров планетезимальных дисков.
4. Построена столкновительная модель внешнего осколочного диска, учитывающая динамическое состояние планетезималей, полученное в результате численного моделирования их взаимодействия с мигрирующей планетой.
5. С использованием построенной столкновительной модели и предполагаемого распределения крупных планетезималей, основанного на свойствах популяции малых тел внешней части Солнечной системы, получена оценка полной массы твёрдого вещества в диске HD 181327.

Научная и практическая значимость работы

Результаты работы расширяют представления о динамической эволюции внешних областей планетных систем после рассеяния газа протопланетного диска и о роли маломассивных планет во взаимодействии с сохранившимися планетезимальными дисками. Показано, что мигрирующая маломассивная планета может быть источником существенного динамического возбуждения планетезималей, поэтому её влияние следует учитывать при построении динамических и столкновительных моделей осколочных дисков.

Полученная зависимость относительных скоростей планетезималей от массы мигрирующей планеты позволяет оценивать уровень динамического возбужде-

ния диска при различных параметрах планетной системы. Эти результаты могут использоваться при задании относительных скоростей в столкновительных моделях осколочных дисков.

Разработанная динамико-столкновительная модель позволяет связать наблюдаемые свойства пылевой компоненты осколочных дисков с динамическим состоянием и физическими характеристиками планетезимальных дисков, что продемонстрировано на примере системы HD 181327.

Разработанная динамико-столкновительная модель позволяет связать наблюдаемые свойства пылевой компоненты осколочных дисков с динамическим состоянием и физическими характеристиками родительских планетезималей, недоступных непосредственным наблюдениям.

Методология и методы исследования

Для исследования динамической эволюции системы использовалось численное интегрирование уравнений движения в рамках задачи N тел с помощью симплектического интегратора В. В. Емельяненко [55].

Обработка результатов интегрирования выполнялась с помощью специализированных программ на языке Fortran, предназначенных для расчёта параметров планетезималей и построения распределений величин, характеризующих состояние диска.

Для оценки полной массы осколочных дисков по наблюдаемым свойствам их пылевой компоненты использовалась аналитическая столкновительная модель на основе подхода Wyatt et al. (2007) [5]. В модель внесены изменения с учётом современных представлений о столкновительном разрушении планетезималей и их распределении по размерам.

Положения, выносимые на защиту

1. При взаимодействии маломассивной планеты с внешним планетезимальным диском массой порядка десятков масс Земли, сопоставимой с предполагаемой первоначальной массой транснептуновой популяции Солнечной системы, происходит миграция планеты. Миграция имеет обратимый характер: планета проникает в диск, меняет направление миграции и возвращается к его внутреннему краю.

2. Миграция планеты вызывает динамическое возбуждение планетезималей, повышая их относительные скорости до значений, достаточных для катастрофического разрушения тел размером порядка десятка километров.
3. Установлена функциональная зависимость средних относительных скоростей планетезималей от массы мигрирующей планеты. Оценена зависимость средних относительных скоростей от параметров планетезимальных дисков.
4. Разработана столкновительная модель, связывающая наблюдаемые параметры осколочного диска и его динамические характеристики с распределением планетезималей по размерам и позволяющая оценить полную массу диска.
5. Получена оценка полной массы твёрдого вещества в диске HD 181327c использованием построенной столкновительной модели и предполагаемого распределения крупных планетезималей, основанного на свойствах популяции малых тел внешней части Солнечной системы.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность представленных результатов обеспечивается использованием проверенного метода численного интегрирования, неоднократно применявшегося в исследованиях динамики планетных систем. Столкновительная модель проверена путём воспроизведения результатов других теоретических работ при принятых в них параметрах и предположениях.

Основные результаты диссертационной работы представлены на следующих российских и международных конференциях, научных семинарах и летней школе:

1. 14-й Московский международный симпозиум по исследованию Солнечной системы (14М-S3), ИКИ РАН, Москва, Россия, 9–13 октября 2023 г.
2. Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2024), Нижний Архыз, Россия, 25–31 августа 2024 г.
3. 16-й Московский международный симпозиум по исследованию Солнечной системы (16М-S3), ИКИ РАН, Москва, Россия, 20–24 октября 2025 г.
4. Конференция молодых учёных ИНАСАН (КМУ-2025), ИНАСАН, Москва, Россия, ноябрь 2025 г.
5. Семинар «Малые тела Солнечной системы», доклад «Миграция землеподобных планет в планетезимальных дисках и образование осколочных дисков», ИНАСАН, Москва, Россия, 19 ноября 2025 г.

6. Семинар «Малые тела Солнечной системы», доклад «The role of collisions in the formation and evolution of debris disks in the Solar System», ИНАСАН, Москва, Россия, 17 декабря 2025 г.
7. 14-я конференция Silk Road / 2-я конференция Silk Road Astronomy Research and Education Alliance (SilkRoad14 / AREA Conference), Institute for Advanced Studies, New Uzbekistan University, Ташкент, Узбекистан, 18–22 мая 2026 г.
8. Летняя школа «Summer School on Space Astronomy and Applied Technology» в рамках PIFI Young Leader Program, Пекин и Чанчунь, Китай, 4–16 июня 2026 г.
9. Debris Disk Connections Workshop, Institute of Astronomy, University of Cambridge, Кембридж, Великобритания, 13–17 июля 2026 г.

Личный вклад автора

Автор принимала участие в постановке задач исследования, проведении численного моделирования взаимодействия маломассивных планет с планетезимальными дисками, обработке и анализе результатов. Вклад автора включает разработку программных средств обработки результатов численного моделирования и определение относительных скоростей планетезималей, а также построение столкновительной модели осколочного диска. Обсуждение и интерпретация результатов, формулировка выводов и подготовка публикаций проводились совместно с научным руководителем.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты диссертации изложены в следующих работах:

1. Олейник О. С., Емельяненко В. В. Исследование взаимодействия планеты земной массы и планетезимального диска // Научные труды Института астрономии РАН. — 2024. — Т. 9, № 4. — С. 137–141. — DOI: 10.51194/INASAN.2024.9.4.004.
2. Олейник О. С., Емельяненко В. В. Исследование особенностей миграции землеподобных планет в планетезимальных дисках и образования осколочных дисков // Астрономический журнал. — 2025. — Т. 102, № 11. — С. 995–1005. — DOI: 10.7868/S3034518925110047.
3. Олейник О. С., Емельяненко В. В. Динамические особенности внешних планетезимальных дисков при взаимодействии с мигрирующими маломассивными планетами // Астрономический журнал. — 2026. — (В печати).

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, словаря терминов, списка литературы, списка иллюстративного материала и одного приложения. Общий объём работы составляет 131 страниц. Работа содержит 32 рисунка и 5 таблиц; список литературы включает 119 наименований.

Во введении обоснована актуальность исследования, сформулированы его цель и задачи, раскрыты научная новизна и значимость результатов. Приведены положения, выносимые на защиту, сведения об апробации, публикациях и личном вкладе автора.

Первая глава содержит аналитический обзор литературы по осколочным дискам и их планетезимальным популяциям. Рассмотрены наблюдательные ограничения, механизмы возбуждения орбит, миграция планет, столкновительная эволюция и физические свойства малых тел. Обзор завершается выделением вопросов, определяющих постановку последующих исследований.

Во второй главе изучается миграция маломассивной планеты во внешнем планетезимальном поясе. Анализируются причины изменения направления миграции, перестройка орбитальной структуры и распределения массы диска. По рассчитанным относительным скоростям оцениваются условия разрушения планетезималей.

Третья глава посвящена зависимости динамического возбуждения от параметров системы. Сопоставляются модели с различными массами планеты и диска, расстояниями пояса от звезды и начальными эксцентриситетами планетезималей. Особое внимание уделено связи достигнутых скоростей с историей движения планеты через пояс. Отдельно исследуется влияние дополнительной планеты на эффективность миграции и сравниваются относительные скорости планетезималей в однопланетных и двухпланетных моделях.

В четвёртой главе рассматривается переход от динамических характеристик к столкновительной модели диска HD 181327. Определяются критический размер тел и масса планетезимальной популяции, исследуется чувствительность этих оценок к плотности, прочности вещества, относительной скорости и распределению крупных тел по размерам.

В заключении сформулированы основные результаты работы и обозначены перспективы дальнейших исследований.

1 Аналитический обзор литературы

Наблюдаемая пыль в осколочных дисках образуется в результате разрушительных столкновений планетезималей, недоступных для непосредственного наблюдения. Совокупность планетезималей и продуктов их разрушения, от более крупных фрагментов до пыли, составляет осколочный диск. Пылевая компонента осколочных дисков наблюдается как по собственному тепловому излучению пыли, преимущественно в инфракрасном и миллиметровом диапазонах, так и по рассеянному излучению центральной звезды в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Для интерпретации наблюдений необходимо учитывать как динамические процессы, определяющие орбитальное состояние планетезималей, так и столкновительные процессы, приводящие к их разрушению и образованию пыли. В настоящей главе рассмотрены основные механизмы динамического возбуждения планетезимальных дисков, миграция планет в планетезимальных дисках, условия возникновения разрушительных столкновений и теория столкновительного каскада в моделях осколочных дисков.

1.1 Осколочные диски и наблюдательные ограничения

К настоящему времени известно более тысячи осколочных дисков; в одном из наиболее полных каталогов собрано 1095 таких систем [56]. Большинство из них обнаружено по избытку инфракрасного излучения и остаётся пространственно неразрешённым. Для порядка 180 систем получены пространственно разрешённые изображения¹.

Наблюдения разрешённых осколочных дисков показывают большое разнообразие их структуры. Они могут иметь вид сравнительно узких колец или быть

¹Catalog of Resolved Debris Disks

значительно более протяжёнными по радиусу. В ряде систем обнаружена более сложная радиальная структура с несколькими кольцами. Так, у HD 107146 выделяются три кольца, а у HD 92945 — два кольца [57, 58]. За пределами основной области диска может наблюдаться протяжённое пылевое гало. Такие структуры обнаружены, например, у AU Mic, HD 32297 и HD 61005 [59, 60, 61]. Более тёплая пыль обычно располагается во внутренних областях планетных систем, на расстояниях порядка нескольких астрономических единиц от звезды, тогда как более холодные осколочные диски находятся на расстояниях в десятки и сотни астрономических единиц. В дальнейшем такие холодные диски будем называть внешними осколочными дисками.

В настоящей работе под внешними планетезимальными дисками понимаются пояса малых тел на расстояниях в десятки и сотни астрономических единиц от звезды. По расположению и роли в планетной системе они сопоставимы с поясом Койпера, хотя могут существенно отличаться от него массой, шириной и динамическим состоянием.

Наблюдаемая мелкая пыль не может сохраняться в системе на протяжении всего её возраста. Давление излучения изменяет орбиты малых частиц и при достаточно большом отношении радиационной силы к силе тяготения выводит их из системы, а эффект Пойнтинга—Робертсона вызывает постепенную потерю орбитального момента импульса связанными частицами [62]. В ярких осколочных дисках время между столкновениями нередко оказывается меньше времени радиального переноса, поэтому распределение пыли определяется прежде всего местами её образования, столкновениями и давлением излучения [63]. Следовательно, наличие наблюдаемой пыли требует её постоянного восполнения при столкновениях и разрушении более крупных планетезималей.

Положение родительского пояса не всегда совпадает с полной протяжённостью наблюдаемого осколочного диска. Мелкие частицы, образующиеся при столкновениях планетезималей, могут под действием давления излучения переходить на более вытянутые орбиты и образовывать протяжённое пылевое гало за пределами родительского пояса [64, 65]. Поэтому для определения его положения особенно полезны наблюдения в миллиметровом диапазоне, чувствительные к более крупным частицам, орбиты которых слабее изменяются под действием давления излучения. Наблюдения в рассеянном свете, напротив, в большей степени отражают распределение мелкой пыли, которая легче перераспределяется по

системе под действием давления излучения и других эффектов, и поэтому могут показывать значительно более протяжённую структуру диска [3, 66].

Ограничения на динамическое состояние планетезималей можно получать из наблюдаемой структуры диска, однако такие оценки зависят от принятой модели. Уровень динамического возбуждения планетезимального диска характеризуется разбросом эксцентриситетов и наклонов орбит его тел. Например, плавность внешнего края диска может быть связана с разбросом эксцентриситетов планетезималей. При этом результат зависит и от распределения больших полуосей, поэтому по форме края нельзя однозначно оценить эксцентриситеты без дополнительных предположений [13]. Наблюдаемая вертикальная толщина диска также позволяет определять разброс наклонов орбит. В исследовании REASONS для 24 разрешённых дисков по их относительной толщине были получены оценки характерных наклонов орбит порядка $1\text{--}20^\circ$. При этом явной зависимости относительной толщины диска от возраста системы обнаружено не было, поэтому возраст сам по себе не определяет уровень динамического возбуждения диска [67].

Таким образом, наблюдения позволяют определить геометрию диска — его положение, ширину, радиальную и вертикальную структуру. По наблюдаемому излучению можно также получать ограничения на температуру, размеры и оптические свойства пылевых частиц. Однако наблюдения не дают прямых данных о распределении планетезималей по размерам и не позволяют непосредственно измерить их относительные скорости. Для восстановления этих характеристик и интерпретации наблюдаемой пылевой компоненты необходимы динамические и столкновительные модели диска.

1.2 Механизмы возмущения орбит планетезималей во внешних дисках

После формирования планетезималей их динамическое состояние существенно зависит от присутствия газа. Сопротивление газа уменьшает эксцентриситеты и наклоны орбит планетезималей и тем самым снижает их случайные скорости [10]. Поэтому планетезимали, формирующиеся в газовом протопланетном

диске, могут первоначально двигаться по близким к круговым и слабо наклонённым орбитам; дальнейшее их динамическое состояние определяется соотношением между гравитационным возбуждением и торможением со стороны газа [11]. После рассеяния протопланетного газа это торможение исчезает, и эксцентриситеты и наклоны орбит могут возрасти под действием взаимных гравитационных возмущений планетезималей и взаимодействия с планетами [11].

Основная газовая компонента протопланетных дисков обычно рассеивается в течение нескольких миллионов лет, а к возрасту порядка 10 млн лет такие диски встречаются значительно реже [68, 69]. Рассматриваемые в настоящей работе молодые осколочные диски возрастом порядка десятков миллионов лет относятся, таким образом, к сравнительно раннему этапу эволюции планетных систем после рассеяния основной массы протопланетного газа.

При этом небольшое количество газа обнаруживается и в некоторых молодых осколочных дисках. В ряде систем, включая β Pictoris и HD 181327, его происхождение связывают с разрушением богатых летучими веществами планетезималей, тогда как для некоторых других объектов обсуждается возможность сохранения части первичного газа [48, 47, 70, 71]. Таким образом, наличие газа само по себе не является однозначным признаком протопланетной стадии.

Для образования наблюдаемой пыли столкновения планетезималей должны приводить к их разрушению. Это возможно только при достаточно высоких относительных скоростях тел. Если после рассеяния протопланетного газа планетезимальный диск сохраняет сравнительно динамически холодное состояние, требуется механизм, способный возмутить орбиты планетезималей и повысить их относительные скорости до значений, необходимых для разрушительных столкновений. Далее рассмотрены основные механизмы такого возбуждения во внешних планетезимальных дисках.

Возмущение орбит планетезималей массивными телами диска

Одним из возможных источников динамического возбуждения являются наиболее массивные тела самого планетезимального диска. Их гравитационное воздействие на менее массивные планетезимали приводит к росту эксцентриситетов и наклонов орбит и увеличению относительных скоростей. Такой механизм обычно называют самовозбуждением (self-stirring) планетезимального диска.

Для действия этого механизма в диске прежде всего должны присутствовать достаточно массивные тела, способные заметно возмущать орбиты окружающих планетезималей. В работе Kenyon и Bromley (2008) [16] рассматривалась эволюция первоначально небольших тел в дисках на расстояниях 30–150 а.е. В их модели тела постепенно увеличивают массу в результате столкновений, при которых часть вещества присоединяется к более крупным объектам. По мере их роста усиливается и гравитационное воздействие на окружающие планетезимали. В классических моделях самовозбуждения начало эффективного возмущения диска связывают с появлением тел размером порядка Плутона [16, 18].

При этом важно различать две временные задачи. Сначала в диске должны сформироваться достаточно массивные тела-возмутители, а затем их гравитационное воздействие должно успеть увеличить случайные скорости остальных планетезималей до значений, при которых становятся возможными разрушительные столкновения. Krivov и Booth (2018) [9] обозначили соответствующие времена как время формирования массивных тел T_{form} и время последующего возбуждения диска T_{excite} , так что полное время самовозбуждения определяется их суммой. Для удалённых дисков обе стадии могут занимать значительное время, поэтому при сравнении модели с молодой системой необходимо учитывать и время появления возмутителей, и время дальнейшего изменения орбит планетезималей.

Один из способов сократить первую из этих стадий связан с быстрым образованием планетезималей при концентрации твёрдых частиц в газовом протопланетном диске. В расчётах Johansen и соавторов плотные скопления частиц под действием собственного тяготения быстро превращались в гравитационно связанные тела [72]. Такой механизм позволяет получить сравнительно крупные планетезимали уже на ранней стадии и тем самым уменьшить время, необходимое для появления тел-возмутителей. Однако после их образования остаётся вторая задача — повышение относительных скоростей остальной популяции.

Исходя из этого, Krivov и Booth (2018) [9] рассмотрели, могут ли планетезимали меньших размеров обеспечить последующее возбуждение диска. Они показали, что для этого не обязательно ждать образования тел размером с Плутон: планетезимали размером от десятков до сотен километров при достаточном их количестве также способны повысить относительные скорости меньших тел до значений, необходимых для разрушительных столкновений. Время такого возбуждения зависит от массы диска и особенно сильно возрастает с расстоянием от

звезды; в принятой авторами модели $T_{\text{excite}} \propto a^3$. Поэтому для молодых внешних дисков принципиален вопрос не только о том, какие массивные тела могут в них сформироваться, но и успеют ли они возмутить остальную популяцию за возраст системы.

Дополнительное ограничение связано с массой диска, необходимой для самовозбуждения. Pearce et al. (2022) [73] сопоставили размеры и количество массивных тел, требуемых для возбуждения разрешённых осколочных дисков, с полной массой соответствующей популяции планетезималей. Для части систем полученные массы оказались очень велики: в шести случаях их нижняя оценка превышала $10^3 M_{\oplus}$. Такие значения трудно согласовать с современными представлениями о запасе твёрдого вещества в родительских протопланетных дисках: уже на протопланетной стадии количество доступного твёрдого вещества ограничено полной массой диска, а к стадии осколочного диска часть этого вещества должна быть заключена в сформировавшихся планетах, удалена из системы или потеряна в ходе её эволюции [54, 19]. Поэтому увеличение числа или размеров массивных планетезималей позволяет ускорить самовозбуждение лишь ценой увеличения требуемой массы диска, которая для некоторых систем становится физически трудно реализуемой.

Возмущение орбит планетезималей планетами

Взаимодействие с планетами рассматривается также как одна из возможных причин наблюдаемой структуры осколочных дисков и пространственного перераспределения вещества в них [12, 13, 21]. Планета может изменять орбиты планетезималей при близких сближениях, в резонансах среднего движения и посредством вековых возмущений. Эти процессы действуют в разных пространственных областях и на разных временах. При вековом воздействии изменение орбит накапливается за много оборотов без непосредственных сближений с планетой. Различие скоростей прецессии приводит к изменению взаимной ориентации орбит и возникновению их пересечений. В модели Mustill и Wyatt внутренний эксцентричный гигант способен возбуждать внешний пояс, однако эффективность быстро уменьшается с удалением пояса и зависит от массы, большой полуоси и эксцентриситета планеты [12].

Ограничения такой модели нельзя переносить на все виды планетного возбуждения. Costa и соавторы исследовали два дополнительных механизма [21]. В

первом случае планета рассеивает небольшое число массивных планетезималей на эксцентричные орбиты, пересекающие диск. Последующее гравитационное воздействие этих тел приводит к возбуждению остальной популяции. В таком сценарии вклад массивных тел в возбуждение диска связан с их предварительным рассеянием планетой. Во втором случае возбуждение обеспечивается широкими областями резонансов среднего движения. Оба процесса могут действовать и при малом эксцентриситете планеты. Для резонансного механизма в рассмотренных расчётах эффективными были достаточно массивные планеты, тогда как возбуждение рассеянными телами зависело от наличия и свойств этой дополнительной популяции. Следовательно, слабое вековое воздействие планеты ещё не исключает её участия в возбуждении диска.

Различные источники возмущений могут действовать совместно. Muñoz-Gutiérrez и соавторы моделировали пояс, содержащий массивные малые тела, при наличии внутренней планеты-гиганта [74]. Совместное влияние планеты и тел диска в ряде конфигураций усиливало возбуждение по сравнению с каждым воздействием по отдельности. При этом менялось и количество сохраняющегося в поясе вещества. Такие расчёты показывают, что разделение на самовозбуждение и возбуждение планетой полезно для анализа предельных случаев, но конкретная система может эволюционировать под действием обоих процессов.

Гравитационное воздействие отдельных массивных тел следует отличать от коллективного влияния диска. Последнее может ограничивать эффективность векового возбуждения планетой. Sefilian показал, что достаточно массивный внешний диск ускоряет прецессию орбит планеты и планетезималей и может существенно уменьшать возбуждаемые эксцентриситеты [22]. В рассмотренном приближении подавление особенно заметно, когда масса диска превышает массу внутренней планеты. Работа относится к вековому взаимодействию пространственно разделённых орбит и не описывает прохождение планеты через диск. Тем не менее она показывает, что массу пояса нельзя учитывать только при оценке столкновений, пренебрегая её влиянием на динамику.

Начальное динамическое состояние планетезимального диска

Многие расчёты начинаются с почти круговых и компланарных орбит. Такое состояние удобно для выделения действия определённого механизма, однако его применимость к наблюдаемой системе требует обоснования. Часть возбуждения

может возникнуть ещё до рассеяния газа или в ходе ранней перестройки планетных орбит. Поэтому время, доступное для последующего возбуждения, и его начальный уровень являются самостоятельными параметрами модели. Наблюдаемая пыль не позволяет однозначно установить момент начала разрушительных столкновений.

Новые ограничения даёт вертикальная структура поясов. В исследовании ARKS Zawadzki и соавторы обнаружили, что для многих изученных систем распределение пыли по высоте лучше описывается профилем с более протяжёнными крыльями, чем гауссово распределение [75]. Chiang и соавторы связали такие профили с гравитационным возбуждением в условиях, когда случайные движения в плоскости диска значительно превышают вертикальные [76]. Это означает, что привычное соотношение между эксцентриситетами и наклонениями может выполняться не на всех этапах. Для оценки скоростей по толщине необходимо учитывать стадию эволюции и механизм возбуждения.

Таким образом, литература не сводит проблему внешних дисков к единственному недостатку существующих моделей. Для возмущения орбит массивными телами диска основными ограничениями служат масса и размеры этих тел и время их действия. Для векового воздействия планеты существенны её орбита, расстояние до пояса и гравитация диска. Для возбуждения рассеянными телами требуется соответствующая популяция, а для резонансного воздействия важны масса планеты и охват диска резонансами. Миграция представляет отдельный интерес, поскольку положение источника возмущений в этом случае изменяется со временем.

1.3 Миграция планет в планетезимальных дисках

В этом контексте особый интерес представляет миграция планет, обусловленная их гравитационным взаимодействием с планетезимальным диском. При рассеянии планетезималей происходит обмен энергией и угловым моментом между ними и планетой, вследствие чего большая полуось её орбиты может постепенно изменяться. В отличие от миграции в газовом диске, этот процесс не требует

присутствия газа и может происходить после его рассеяния, если в системе сохраняется достаточно массивный планетезимальный диск [23, 24].

При передаче орбитальной энергии рассеиваемым телам планета теряет энергию, и её большая полуось уменьшается; при получении энергии от планетезималей она увеличивается. Суммарное изменение определяется не одним сближением, а различием потоков рассеиваемых тел с разных сторон планетной орбиты. Поэтому направление миграции зависит от распределения вещества и от того, как это распределение меняется в процессе взаимодействия [27].

Kirsh и соавторы численно исследовали миграцию одиночной планеты в диске с заданными распределениями поверхностной плотности и орбитальных элементов [23]. Быстрая миграция возникала, если масса планеты не была слишком велика по сравнению с массой тел, способных взаимодействовать с ней в ближайшей окрестности орбиты. Когда планета становилась массивнее доступного локального запаса планетезималей, миграция замедлялась. В исследованных конфигурациях без газа чаще возникало движение к звезде, хотя самоподдерживающееся движение было возможно в обоих направлениях. Этот результат подчёркивает значение локального распределения вещества: полная масса диска сама по себе не определяет режим миграции.

Ormel и соавторы построили аналитическое описание миграционных моментов для режима, в котором случайные скорости планетезималей определяют характер сближений [24]. Вклад близких и далёких взаимодействий по-разному зависит от градиентов поверхностной плотности и эксцентриситетов. Особенно существенным оказался градиент динамического возбуждения. При учёте обратного влияния планеты на диск возникают режимы устойчивой миграции и её остановки. Поэтому изменение орбиты планеты и возбуждение диска следует рассматривать совместно: планета изменяет именно те свойства окружающей популяции, от которых зависит её дальнейшее движение.

Миграция не обязана быть монотонной. Gomes и соавторы получили случаи, в которых планета сначала перемещалась наружу, а затем возвращалась во внутренние области [27]. Такое поведение возникало при изменении доступной для взаимодействия популяции и распределения вещества относительно орбиты планеты. Следовательно, обратное движение не противоречит механизму обмена энергией и моментом импульса. Однако наличие разворота в отдельных расчё-

тах не задаёт универсальной траектории: его возникновение, положение и время зависят от конкретной конфигурации системы.

Исторически миграция в планетезимальном диске подробно исследовалась применительно к ранней эволюции Солнечной системы, изменению орбит планет-гигантов и формированию транснептуновой области. Этот процесс входит в модель Ниццы: взаимодействие с внешним диском приводит к миграции планет-гигантов и может сопровождаться неустойчивостью и перестройкой их орбит. В работе Tsiganis и соавторов такой сценарий позволил воспроизвести основные особенности современной орбитальной архитектуры планет-гигантов [28]. Levison и соавторы исследовали в рамках модели Ниццы перенос планетезималей и формирование динамической структуры пояса Койпера при неустойчивости орбит Урана и Нептуна [30]. Вместе с тем свойства многопланетной модели нельзя непосредственно переносить на систему с одной маломассивной планетой: наличие других планет меняет пути переноса и удаления планетезималей.

Миграция в планетезимальном диске изучалась и для менее массивных тел. Minton и Levison рассматривали её применительно к зародышам планет земной группы на этапах их роста [77]. Таким образом, круг задач, в которых исследовался этот процесс, включает как эволюцию планет-гигантов, так и формирование маломассивных планет.

В исследованиях осколочных дисков ряд работ посвящён миграции как процессу, изменяющему пространственное распределение вещества и формирующему наблюдаемые структуры. Wyatt показал, как движущаяся наружу планета захватывает внешние планетезимали в резонансы и создаёт неоднородности их азимутального распределения [37]. Эффективность захвата зависит от массы и скорости миграции планеты, а также от начального состояния тел. Такой механизм связывает наблюдаемые структуры с предшествующей эволюцией системы. При этом резонансное скопление планетезималей само по себе ещё не определяет интенсивность пылеобразования: для неё необходимы сведения о взаимных скоростях и частоте столкновений.

Morrison и Kratter исследовали образование широких промежутков между двумя расходящимися планетами [38]. В их моделях ширина промежутка и темп миграции зависели от массы диска и обмена планетезималями между планетами. Fricke и соавторы показали, что миграция одной планеты в массивном диске также может существенно расширять очищаемую область [78]. Поэтому одинако-

вая наблюдаемая ширина промежутка может соответствовать разным сочетаниям масс планеты и диска. Эти работы устанавливают важную связь между морфологией пояса и миграцией, но не дают единственного значения массы планеты по изображению диска.

Возможность динамического возбуждения планетезимального диска мигрирующей планетой также обсуждалась в литературе. Edgar и Artymowicz показали, что быстрое прохождение планеты через планетезимальный пояс может заметно увеличивать эксцентриситеты орбит его тел [79]. В их расчётах перемещение планеты задавалось дополнительным моментом сил, имитирующим быструю миграцию в газовом диске. Поэтому изменение орбиты планеты не определялось обменом энергией и угловым моментом с моделируемой популяцией планетезималей. Работа демонстрирует возможность возбуждения при прохождении планеты через диск, но не описывает самосогласованную миграцию за счёт этого диска.

Krijt и Dominik рассматривали возбуждение планетезималей мигрирующей планетой и последующее образование пыли при разрушительных столкновениях [80]. Предложенный сценарий включал захват тел в резонансы, рост эксцентриситетов и рассеяние на орбиты с большими наклонениями. Его целью было объяснение протяжённых по высоте пылевых структур во внутренних областях молодых систем с переходными дисками. Миграция в численных расчётах задавалась с постоянной скоростью; возможные причины движения планеты, включая взаимодействие с газом или планетезималями, обсуждались отдельно. Таким образом, возбуждение мигрирующей планетой и его связь с разрушительными столкновениями рассматривались ранее, однако эти расчёты не определяли совместную эволюцию орбиты планеты и массивного внешнего диска после рассеяния газа.

Для возбуждения внешнего пояса миграция важна прежде всего тем, что планета последовательно взаимодействует с телами в разных областях. При движении меняются положения резонансов и область близких сближений; после ухода планеты изменённые орбиты могут сохраняться. Marino рассматривал рассеяние и резонансное воздействие мигрирующих планет среди возможных причин наблюдаемого возбуждения поясов [13]. При этом свойства распределения тел зависят от всей истории взаимодействия, поэтому современное положение планеты не обязательно совпадает с областью, где она ранее сильнее всего повлияла на диск.

В случае маломассивной планеты её движение может заметно изменяться под действием диска массой порядка десятков масс Земли. Такой режим пред-

ставляет интерес для исследования возбуждения при ограниченном запасе твёрдого вещества. Из опубликованных моделей следует необходимость проверять, насколько далеко планета проникает в пояс, как долго взаимодействует с разными его областями и какие тела сохраняются после этого взаимодействия. Для перехода к столкновительной модели необходимо дополнительно определить пространственное распределение относительных скоростей и толщину диска. Одна траектория миграции этих характеристик не задаёт.

1.4 Столкновительный каскад и связь с динамическим состоянием диска

Столкновительный каскад переносит вещество от крупных тел к более мелким. Обломки, возникшие при разрушении планетезималей, участвуют в последующих столкновениях, а самые мелкие частицы удаляются из системы. Между скоростью образования пыли и её наблюдаемым количеством устанавливается связь через время жизни частиц. Поэтому высокая пылевая светимость может соответствовать как большому запасу родительского вещества, так и быстрому его разрушению. Для различения этих случаев необходима модель, учитывающая одновременно образование и удаление частиц [81].

Классическое решение Dohnanyi описывает установившееся распределение тел, для которого образование и разрушение частиц в каждом диапазоне размеров взаимно уравновешены [8]. Если вероятность разрушения и распределение осколков обладают требуемым подобием по размеру, а прочностные свойства не вводят дополнительного размерного масштаба, дифференциальное распределение по диаметру принимает вид

$$n(D) = kD^{-q} \quad (1.1)$$

Здесь число тел в интервале диаметров от D до $D + dD$ равно $n(D) dD$, k задаёт нормировку, а показатель q составляет 3,5. Это решение служит удобной исходной моделью, но относится к определённым предположениям о столкновениях. Наличие конечного максимального размера, удаления мелких частиц и

меняющегося с размером порога разрушения приводит к отклонениям от одного степенного закона.

О'Brien и Greenberg получили аналитическую связь между наклоном распределения и размерной зависимостью порога катастрофического разрушения [41]. Если в некотором интервале критическая удельная энергия пропорциональна D в степени b , то в рамках их стационарной модели

$$q = \frac{21 + b}{6 + b} \quad (1.2)$$

При $b = 0$ восстанавливается результат Dohnanyi. Если малые тела с увеличением размера становятся легче разрушаемыми, распределение в соответствующей области оказывается круче. В гравитационном режиме, где порог разрушения растёт с размером, оно становится более пологим. Формула относится к принятому подобию столкновений и скоростям, не зависящим от размера; она не заменяет расчёт произвольной эволюционирующей популяции.

Учёт зависимости скоростей от размера меняет это соотношение. Pan и Schlichting совместно рассматривали распределение тел и баланс процессов, увеличивающих и уменьшающих их случайные скорости [82]. Полученные наклоны отличались от решений с единой скоростью для всех тел. Физически это связано с тем, что крупные возмущители, небольшие планетезимали и пыль могут иметь разные дисперсии скоростей и разные толщины пространственного распределения. Следовательно, использование одной средней скорости во всём каскаде является приближением, область применимости которого должна соответствовать рассматриваемому диапазону размеров.

Установление каскада также ограничено временем. Löhne и соавторы показали, что в эволюционирующем диске малые тела могут уже иметь распределение, сформированное разрушительными столкновениями, тогда как наиболее крупные сохраняют исходное распределение [6]. По мере эволюции переход охватывает всё более крупные размеры. В результате полная масса диска и масса наблюдаемой пыли могут убывать по разным законам. Это обстоятельство принципиально для молодых систем: наличие активной пылевой компоненты не означает, что все планетезимали успели пройти столкновительную переработку.

Различные модели каскада используют разные способы описания этой эволюции. Аналитическая модель Wyatt и соавторов связывает наблюдаемую свети-

мость с массой, размерами пояса и параметрами родительских тел [5]. В простом случае масса сначала меняется слабо, а после установления столкновительной эволюции крупнейших участвующих тел убывает примерно обратно пропорционально времени. Такой подход удобен для анализа выборок дисков и оценки зависимостей от параметров. Его применение к отдельной системе требует проверки принятых размеров тел, скоростей и закона разрушения.

Wyatt, Clarke и Booth предложили вычислять установившуюся часть распределения из баланса прихода и потери массы в размерных интервалах, сохраняя исходное распределение в ещё не переработанной крупноразмерной области [7]. Этот подход воспроизводит несколько ветвей распределения и волнообразные отклонения вблизи характерных размеров. Он позволяет учитывать и дополнительные процессы удаления. Сопоставление таких моделей с расчётами эволюции во времени помогает отделить устойчивые свойства каскада от следствий конкретного способа его приближённого описания.

Динамическое возбуждение влияет на столкновения двумя путями. Увеличение относительных скоростей повышает доступную энергию разрушения. Одновременно изменение наклонов и радиального распределения тел меняет их объёмную концентрацию и вероятность встречи. В геометрическом приближении частота встреч пропорциональна концентрации тел, сечению столкновения и относительной скорости. Если возбуждение увеличивает толщину пояса, уменьшение концентрации может частично компенсировать рост скорости. Поэтому нельзя оценивать темп переработки вещества только по изменению эксцентриситетов [82].

Для реального каскада дополнительно необходимо выделить столкновения с телами, способными разрушить рассматриваемую мишень. Минимальный размер такого ударника зависит от скорости встречи и физических свойств мишени. Повышение скорости расширяет круг потенциально разрушительных столкновений, но его влияние на время жизни определяется также числом подходящих ударников в распределении. Таким образом, скорость, вертикальная толщина и размерный состав входят в оценку времени разрушения совместно. При моделировании возбуждения мигрирующей планетой эти характеристики желательно определять для одних и тех же областей и этапов эволюции диска.

1.5 Физические свойства планетезималей и условия их разрушения

Результат столкновения зависит от размеров и масс участвующих тел, относительной скорости, геометрии удара и внутреннего строения. Разрушение материала не всегда приводит к рассеянию значительной части массы: обломки крупного тела могут вновь собраться под действием собственного тяготения. В столкновительных моделях поэтому используют порог катастрофического разрушения, характеризующий событие, после которого крупнейший остаток содержит примерно половину исходной массы мишени. При сравнении разных работ необходимо учитывать принятую нормировку энергии и определение этого остатка [42].

Если энергия удара нормирована на массу мишени, соответствующая удельная энергия записывается как

$$Q = \frac{m_{\text{imp}} v_{\text{rel}}^2}{2m_{\text{tar}}} \quad (1.3)$$

Здесь m_{imp} — масса ударника, m_{tar} — масса мишени, а v_{rel} — скорость столкновения. Сравнение этой величины с критическим значением показывает, почему одной скорости недостаточно для определения разрушаемого размера. При одинаковой скорости малый ударник и тело, сопоставимое с мишенью по массе, передают существенно разную энергию на единицу массы мишени. Поэтому утверждение о разрушении тел определённого размера всегда относится к принятому закону разрушения и распределению ударников.

Benz и Asphaug численно исследовали столкновения каменных и ледяных тел в широком диапазоне размеров с учётом прочности и собственного тяготения [42]. В области малых размеров разрушение определяется главным образом свойствами материала и накопленными дефектами. Для крупных тел всё большую роль играет энергия, необходимая для преодоления гравитационного притяжения обломков. Эти два режима описывают прочностной и гравитационной ветвями закона разрушения. Между ними возникает область относительно легко разрушаемых тел, положение которой зависит от материала и условий столкновения.

Практическое значение такого закона состоит в том, что он одновременно определяет время жизни планетезималей и форму каскада. Изменение положения перехода между ветвями меняет число тел, питающих меньшие размеры, а через них и наблюдаемую пылевую компоненту. В модели с конечным возрастом существенно также положение границы активного каскада относительно этого перехода. Поэтому перенос коэффициентов закона разрушения из одной модели в другую допустим лишь при сопоставимых определениях энергии, размера и физических свойств тел [41].

Пористость усложняет описание столкновений. Она уменьшает среднюю плотность и меняет распространение ударной волны, но часть энергии может расходоваться на сжатие пор. В расчётах Jutzi и соавторов пористые мишени в прочностном режиме в определённых условиях оказывались труднее разрушаемыми, чем непористые [53]. В гравитационном режиме на результат дополнительно влияли плотность и повторное объединение обломков. Следовательно, предположение «пористое тело всегда менее устойчиво к разрушению» не является общим физическим законом. Требуется модель, учитывающая конкретный тип пористости и строение материала.

Другой предельный случай представляют слабосвязанные скопления мелких частиц, которые могут формироваться при гравитационном сжатии плотных сгущений. Krivov и соавторы использовали предсказания моделей образования таких тел в расчётах последующей столкновительной эволюции [54]. Наблюдаемую эволюцию пылевого излучения удалось согласовать как с традиционными исходными распределениями, так и с распределениями, возникающими при концентрации частиц, если учитывалась малая прочность соответствующих агрегатов. Это показывает, что распределение размеров и закон разрушения должны выбираться согласованно с предполагаемым способом образования планетезималей.

Данные о малых телах Солнечной системы дают основания рассматривать широкий диапазон плотностей и внутреннего строения. По радионавигационным измерениям аппарата Rosetta Pätzold и соавторы определили среднюю плотность ядра кометы 67P/Чурюмова—Герасименко около $0,53 \text{ г/см}^3$ и высокую пористость [51]. Эти результаты подтверждают существование малых тел, свойства которых существенно отличаются от монолитной породы. Однако характеристики одного кометного ядра не задают свойства всех планетезималей, особенно крупных тел, для которых могли быть важны уплотнение и более сложная история эволюции.

Ещё одним важным аналогом для внешних планетезималей является Аррокот — объект холодной классической популяции пояса Койпера, исследованный аппаратом New Horizons. Его контактно-двойная форма и согласованная ориентация двух долей интерпретируются как результат мягкого низкоскоростного слияния тел, сформировавшихся при гравитационном сжатии облака твёрдых частиц [83]. Масса Аррокота непосредственно не измерена, поэтому его средняя плотность остаётся модельно зависимой; при моделировании его внутреннего строения рассматриваются низкие значения порядка нескольких десятых г/см³. Аррокот, таким образом, подтверждает физическую правдоподобность слабо уплотнённых тел во внешней Солнечной системе, но сам по себе не задаёт закон катастрофического разрушения для планетезималей внесолнечных поясов.

Для внесолнечных поясов сведения о составе получают косвенно. Обнаружение CO в HD 181327 и анализ его времени жизни указывают на пополнение газа при разрушении ледосодержащих тел; выведенное содержание CO и CO₂ согласуется с кометными значениями при принятых предположениях о высвобождении газа [48]. Спектроскопия JWST позволила выявить в этом диске водяной лёд [50]. Такие наблюдения обосновывают рассмотрение ледяной составляющей, но не дают прямого измерения прочности километровых тел. Переход от состава наблюдаемой пыли и газа к закону разрушения родительских планетезималей сохраняет модельную неопределённость.

Для оценки полной массы поэтому целесообразно рассматривать физические свойства как параметры, ограничиваемые наблюдениями и данными о возможных аналогах. Следует выяснять, какая часть изменения результата связана с плотностью, какая — с сопротивлением разрушению, а какая — с исходным распределением размеров. Это позволяет оценить устойчивость вывода о массе и определить, какие наблюдательные ограничения действительно способны его уточнить.

1.6 Распределение крупных тел и полная масса диска

Главная трудность определения полной массы осколочного диска состоит в том, что наблюдаемое излучение и основная масса вещества могут приходиться на разные размеры. Для сферических тел постоянной плотности геометрическая площадь поперечных сечений и масса выражаются через одно дифференциальное распределение $n(D)$, но с разными весами:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi}{4} \int_{D_{\text{min}}}^{D_{\text{max}}} D^2 n(D) dD \quad (1.4)$$

$$M_{\text{tot}} = \frac{\pi \rho}{6} \int_{D_{\text{min}}}^{D_{\text{max}}} D^3 n(D) dD \quad (1.5)$$

Здесь D_{min} и D_{max} ограничивают рассматриваемый диапазон диаметров, а ρ — средняя плотность тела с учётом его пористости. При степенном распределении с показателем между 3 и 4 площадь определяется преимущественно малыми размерами, а масса — крупными. Поэтому небольшое изменение распределения невидимых крупных тел может заметно изменить полную массу при почти неизменном пылевом излучении [8].

В простом приближении оптически тонкого узкого пояса относительная пылевая светимость связана с площадью частиц:

$$f = \frac{L_{\text{dust}}}{L_{\text{star}}} \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi r^2} \quad (1.6)$$

Здесь L_{dust} и L_{star} — светимости пыли и звезды, а r — радиус пояса. Приближённое равенство предполагает эффективное поглощение звёздного излучения частицами; в общем случае требуется учитывать их оптические свойства и радиальное распределение. Таким образом, светимость задаёт нормировку видимой части распределения лишь в рамках принятой модели пыли. Для перехода к массе дополнительно нужны плотность, закон распределения размеров и его верхнее продолжение [5].

Конечный возраст системы ограничивает область, в которой распределение успевает сформироваться под действием разрушительных столкновений. Удобной характеристикой служит критический диаметр, определяемый условием

$$t_{\text{col}}(D_{\text{crit}}) = t_{\text{age}} \quad (1.7)$$

В этом выражении t_{col} — характерное время катастрофического разрушения тела, а t_{age} — возраст системы. При таком определении предполагается, что активная столкновительная эволюция продолжалась примерно в течение этого времени. Если возбуждение произошло позднее, необходимо использовать время после его начала. Критический диаметр характеризует переход между более и менее переработанными размерами, но не означает, что все меньшие тела уже разрушились, а все большие сохранились без изменений [6, 7].

При вычислении времени катастрофического разрушения возникает дополнительное модельное предположение — диапазон размеров ударников, включаемых в расчёт. Минимальный размер тела, способного разрушить мишень, определяется относительной скоростью и принятым законом катастрофического разрушения. Верхняя граница интегрирования по ударникам может задаваться по-разному. В частности, ограничение ударников телами активной части каскада, то есть диаметрами не больше D_{crit} , удобно для согласованного описания уже столкновительно переработанной популяции, однако оно не следует из самого условия $t_{\text{col}}(D_{\text{crit}}) = t_{\text{age}}$. Тела крупнее D_{crit} также могут участвовать в разрушительных столкновениях с меньшими мишенями, если их орбиты пересекаются и энергия удара достаточна. Поэтому выбор верхней границы размеров ударников следует явно рассматривать как допущение конкретной столкновительной модели; его изменение может повлиять на рассчитанное время разрушения и положение D_{crit} .

Граница активного каскада и максимальный размер существующих тел имеют разный физический смысл. Выше критического диаметра могут находиться планетезимали, которые мало участвуют в текущем производстве пыли, но содержат значительную массу. Для этой части распределения стационарное решение каскада не является достаточным основанием. Необходимо обратиться к моделям формирования планетезималей и к наблюдаемым популяциям малых тел. Продолжение того же степенного закона до произвольно выбранного максимального

размера представляет отдельное предположение, от которого зависит результат интегрирования массы.

Schäfer, Yang и Johansen исследовали начальное распределение масс планетезималей, образующихся при неустойчивости совместного движения газа и твёрдых частиц и последующем гравитационном сжатии сгущений [84]. Полученное распределение описывалось степенной зависимостью с экспоненциальным затуханием при больших массах. Характерный масштаб затухания был связан с запасом вещества в формирующих планетезимали сгущениях. При этом надёжность определения степенного участка ограничивалась разрешением расчётов. Такая форма распределения имеет физическое основание, но её параметры нельзя считать одинаковыми для поясов, сформировавшихся в разных условиях.

Наблюдательное подтверждение подобной формы получено для холодной классической популяции пояса Койпера. Kavelaars и соавторы показали, что распределение абсолютных звёздных величин этой популяции согласуется со степенным законом, плавно затухающим в области наиболее крупных объектов [85]. Перевод распределения яркостей в распределение размеров требует принятого альбедо, а переход к массам — также плотности. Кроме того, вывод относится к определённой динамической популяции. Он обосновывает рассмотрение такого семейства распределений, но не прямой перенос характерного диаметра затухания во внесолнечный пояс.

При постоянной плотности общий вид кумулятивного распределения по размерам можно записать как

$$N(> D) = N_0 \left(\frac{D}{D_0} \right)^{-p} \exp \left[- \left(\frac{D}{D_{\text{cut}}} \right)^{\beta} \right] \quad (1.8)$$

Здесь $N(> D)$ — число тел крупнее D , N_0 задаёт нормировку, D_0 — опорный диаметр, p характеризует степенную часть, D_{cut} — масштаб затухания, а β — его форму. Дифференциальное распределение, необходимое для расчёта массы и частоты столкновений, получается дифференцированием этой функции со знаком минус. Поэтому показатели кумулятивного распределения, распределения по массам и распределения по диаметрам необходимо различать. Совпадение обозначений в разных работах не означает совпадения физических наклонов [84, 85].

При соединении активного каскада с распределением крупных тел меняются как верхний запас массы, так и нормировка отдельных ветвей. Существенно, расположен ли критический диаметр на прочностной или гравитационной ветви закона разрушения и насколько он удалён от масштаба затухания. По этой причине влияние скорости или прочности на полную массу может отличаться от их влияния на время разрушения тела фиксированного размера. После изменения параметра необходимо заново определить границу активного каскада и согласовать части распределения, а не только изменить один коэффициент в выражении для времени столкновений.

Неопределённость верхней части распределения лежит в основе обсуждаемой в литературе проблемы массы осколочных дисков. Krivov и соавторы получили, что для воспроизведения наиболее ярких систем в некоторых столкновительных моделях требуется до тысячи масс Земли в планетезималях [54]. Krivov и Wyatt подробно рассмотрели зависимость этой проблемы от экстраполяции пылевой компоненты, свойств материала и предполагаемого запаса твёрдого вещества на протопланетной стадии [19]. Среди возможных решений они выделили распределения с меньшим количеством крупных тел. Однако такое решение должно быть согласовано с механизмом возбуждения: уменьшение числа массивных возмутителей одновременно затрудняет самовозбуждение пояса.

Najita, Kenyon и Bromley предложили рассматривать эволюцию массивных колец твёрдого вещества от протопланетной стадии, когда в них одновременно присутствуют мелкие частицы и планетезимали [20]. В их расчётах дальнейший рост тел и производство пыли зависят от начальной массы кольца и доли вещества, первоначально перешедшей в планетезимали. Для подходящих условий наблюдаемая популяция ярких холодных дисков воспроизводилась в рамках такой эволюции. Сопоставление с моделями, в которых распределение крупных тел задаётся сразу, показывает значение исходного распределения массы между размерами. Различие выводов может отражать различие начальных условий и эволюционных предположений.

Независимую проверку дают попытки оценивать массы возмутителей по вертикальной структуре. Chiang и соавторы сопоставили требуемые свойства возбуждающих тел с возможностью их участия в столкновительном каскаде [76]. В зависимости от размера и числа такие тела могут либо сами обеспечивать значимый поток вещества, либо почти не разрушаться за время жизни системы. Это ещё

раз показывает, что динамическая и столкновительная оценки массы описывают связанные, но не тождественные ограничения. Их совместное выполнение является более строгой проверкой модели, чем согласие только с пылевой светимостью.

1.7 Осколочный диск HD 181327

HD 181327 представляет интерес как молодой внешний осколочный пояс, для которого имеются пространственно разрешённые наблюдения и сведения о составе пылевой и газовой компонент. Изображения HST выявили кольцевую структуру диска [86], а наблюдения ALMA показали, что основной пояс расположен на расстоянии около 86 а.е. от звезды [48]. Для задачи динамического возбуждения существенно именно его положение на расстояниях порядка 80–90 а.е., где характерные орбитальные периоды велики и эффективность различных механизмов должна сопоставляться с молодым возрастом системы.

Особенно важны ограничения на состав родительских тел. Обнаруженный в HD 181327 CO имеет вторичное происхождение и требует пополнения газа при разрушении ледосодержащих тел; оценённое содержание CO и CO₂ согласуется с кометными значениями при принятых предположениях о высвобождении газа [48]. Спектроскопия JWST выявила в диске водяной лёд [50]. Эти данные обосновывают рассмотрение ледяной составляющей планетезималей, хотя не позволяют непосредственно определить плотность и прочность крупных родительских тел.

Таким образом, HD 181327 даёт возможность связать наблюдательные и модельные ограничения: геометрия пояса задаёт область, для которой должны определяться динамические параметры, пылевая светимость нормирует мелкоразмерную часть распределения, возраст ограничивает время столкновительной эволюции, а данные о льде и газе сужают допустимый диапазон физических свойств планетезималей. Подробные параметры системы и их использование в столкновительной модели рассматриваются в главе 4; в настоящем обзоре HD 181327 служит прежде всего примером внешнего диска, для которого возможно совместное сопоставление динамической и столкновительной моделей.

1.8 Выводы из обзора литературы

Исследования осколочных дисков связывают наблюдаемую пыль с эволюцией родительских планетезималей, однако восстановление свойств невидимой крупноразмерной популяции остаётся неоднозначным. Пространственно разрешённые наблюдения ограничивают геометрию и часть динамических характеристик пояса, а спектральные данные уточняют свойства пыли и присутствие летучих веществ. Для перехода от этих величин к условиям разрушения и полной массе необходима модель, объединяющая динамическое возбуждение, столкновительную эволюцию и распределение тел по размерам.

Для внешних дисков ни один из рассмотренных механизмов возбуждения не является эффективным при произвольных параметрах системы. Самовозбуждение зависит от времени формирования и массы крупных тел, массы диска и его расстояния от звезды. Планетное возбуждение включает вековое, резонансное и связанное с рассеянными телами воздействие; его результат определяется массой и орбитой планеты, положением пояса и в ряде случаев собственной гравитацией диска. Поэтому для конкретной системы необходимо проверять не только достижимый уровень возбуждения, но и время, за которое он устанавливается.

Миграция маломассивной планеты вследствие взаимодействия с планетезималиями представляет отдельный интерес, поскольку источник возмущений сам перемещается относительно пояса и последовательно взаимодействует с разными его областями. Из литературы следует, что направление и скорость такой миграции зависят от локального распределения вещества и динамического состояния тел, а миграция может замедляться, останавливаться или менять направление. При этом остаётся необходимым самосогласованно установить, может ли маломассивная планета, мигрирующая именно за счёт взаимодействия с внешним планетезимальным диском, обеспечить разрушительные относительные скорости, не приводя к быстрому удалению основной массы пояса. Этот вопрос рассматривается в главе 2.

Даже при наличии такого механизма достигнутое возбуждение не должно определяться единственным параметром. Масса планеты влияет на силу индивидуальных возмущений, тогда как масса и расстояние диска, его начальное динами-

ческое состояние, глубина проникновения планеты в пояс и время её пребывания в различных областях определяют историю накопления возмущений. Поэтому отдельной задачей является установление зависимости относительных скоростей и пространственного распределения планетезималей от параметров системы и траектории миграции; этому посвящена глава 3.

Переход от динамического возбуждения к наблюдаемой пыли требует согласованного столкновительного описания. Время разрушения зависит одновременно от относительных скоростей, пространственной концентрации, распределения ударников и закона катастрофического разрушения. Конечный возраст системы ограничивает размерную область активного каскада, а распределение более крупных тел должно задаваться независимо и обосновываться моделями формирования и наблюдениями малых тел. В главе 4 динамические характеристики, полученные в численных расчётах, используются при построении столкновительной модели HD 181327 для определения критического диаметра, массы активной части каскада и полной массы диска, а также для анализа чувствительности этих оценок к плотности, прочности и форме крупноразмерной части распределения.

2 Миграция маломассивных планет во внешних планетезимальных дисках и их динамическое возбуждение

Взаимодействие планеты с планетезимальным поясом представляет собой двусторонний процесс: рассеяние малых тел меняет орбиту планеты, а её перемещение вовлекает в это взаимодействие новые области диска. В главе исследуется, может ли такая обратная связь обеспечить возбуждение внешнего пояса планетой с массой порядка массы Земли. Изложение основано на результатах совместной работы О. С. Олейник и В. В. Емельяненко [87] и последовательно связывает характер миграции, перестройку орбит планетезималей и условия их столкновительного разрушения. Рисунки воспроизводят результаты этой работы [87]; обозначения осей приведены на русском языке.

2.1 Постановка задачи

Обзор литературы в главе 1 показывает, что объяснение наблюдаемой пыли требует не только наличия запаса крупных тел, но и механизма повышения скоростей их столкновений. В качестве такого механизма здесь рассматривается взаимодействие первоначально холодного пояса с планетой земной массы, расположенной у его внутренней границы. Необходимо выяснить, насколько далеко распространяется её воздействие и сохраняется ли при этом сам пояс.

Принципиальное отличие выбранной постановки от задачи о возмущениях со стороны планеты на фиксированной орбите состоит в учёте обратного действия диска. Орбита планеты изменяется в ходе рассеяния планетезималей, поэтому область сильных возмущений перемещается вместе с ней. Это даёт возможность возбуждать не только тела вблизи начального положения планеты, но и более удалённые участки пояса.

Логика исследования следует этой причинной связи. Сначала анализируется изменение большой полуоси планеты и причины разворотов миграции. Затем рассматривается, как её движение отражается на распределении орбит и массы планетезималей. Наконец, по полученным орбитальным характеристикам оцениваются относительные скорости и размеры тел, для которых возможны разрушительные столкновения при заданных свойствах вещества.

Динамическая и столкновительная части задачи разделены. Численное интегрирование описывает гравитационную эволюцию системы, а оценка условий разрушения выполняется при обработке его результатов. Поэтому полученные ограничения на размеры разрушаемых тел характеризуют предпосылки столкновительного каскада, но не заменяют расчёт самого каскада, образования пыли и её излучения.

2.2 Динамическая модель и начальные условия

Рассматривается система на стадии после рассеяния газового диска. Центральное тело представляет собой звезду солнечного типа. Планета первоначально движется в опорной плоскости по орбите с эксцентриситетом $e_{p,0} = 0.01$ и располагается с внутренней стороны планетезимального пояса, на расстоянии одного радиуса Хилла от его внутренней границы. Предшествующая эволюция, приведшая планету в эту область, не моделируется.

В численных экспериментах использованы массы планеты 0.5 , 1 и $5 M_{\oplus}$ и начальные массы диска 20 и $40 M_{\oplus}$, где $M_{\oplus}$ — масса Земли. Начальный диапазон больших полуосей планетезималей составляет 30 – 40 а. е. Распределение по большой полуоси задаётся степенным законом a^{-1} . Эксцентриситеты и наклоны орбит равномерно распределены в интервалах $(0, 0.01)$ и $(0^{\circ}, 0.5^{\circ})$ соответственно. Исходный диск, следовательно, является динамически холодным.

Основные параметры модели приведены в таблице 2.1. В каждой реализации диск представлен 8982 телами одинаковой массы. При фиксированных параметрах системы выполнялось несколько расчётов с разными случайными реализациями начальных орбит планетезималей [87].

Таблица 2.1 — Начальные условия численных экспериментов

Параметр	Значение
Масса планеты	0.5, 1, 5 $M_{\oplus}$
Начальная масса диска	20, 40 $M_{\oplus}$
Число тел диска	8982
Большие полуоси тел диска	30–40 а. е.
Распределение по большой полуоси	Пропорционально a^{-1}
Эксцентриситеты тел диска	Равномерно в (0, 0.01)
Наклоны орбит тел диска	Равномерно в (0° , 0.5°)
Начальный эксцентриситет планеты	0.01
Начальный наклон орбиты планеты	0°
Продолжительность интегрирования	10–15 млн лет

Уравнения движения решаются с использованием симплектического интегратора Емельяненко [55]. Гравитационное взаимодействие планеты с каждым телом диска учитывается взаимно, включая изменение орбиты планеты под действием планетезималей. Взаимные гравитационные возмущения между самими планетезималями не учитываются. Поэтому тела диска нельзя считать безмассовыми пробными частицами, но модель также не является полностью самогравитирующим диском.

Исключение взаимных возмущений планетезималей позволяет рассмотреть именно вклад планеты в возбуждение пояса. Обратное действие диска на планету при этом сохраняется. Такое разделение удобно для проверки выбранного механизма, однако оставляет за пределами модели самовозбуждение диска и коллективные эффекты его собственной гравитации.

2.3 Характер миграции планеты и изменение её направления

Начальный этап во всех выполненных реализациях имеет общее направление: планета смещается от звезды к диску. Причина этой тенденции связана с её положением у внутреннего края пояса. В сближениях преимущественно участвуют тела, исходно находящиеся с внешней стороны орбиты планеты; их рассеяние

внутри сопровождается передачей углового момента планете и ростом её большой полуоси.

После входа в пояс единого сценария уже не наблюдается. Даже при одинаковых массах планеты и диска различия начальных орбит приводят к разным историям миграции. Чаще всего разворот происходит до достижения середины исходного пояса, после чего планета пересекает его внутреннюю границу в направлении звезды. В других реализациях она несколько раз меняет направление внутри диска или вновь входит в него после выхода. Возможны и почти полные прохождения пояса с разворотом у внешней границы [87].

Примеры изменения большой полуоси планет массами 0.5 , 1 и $5 M_{\oplus}$ показаны соответственно на рисунках 2.1–2.3.

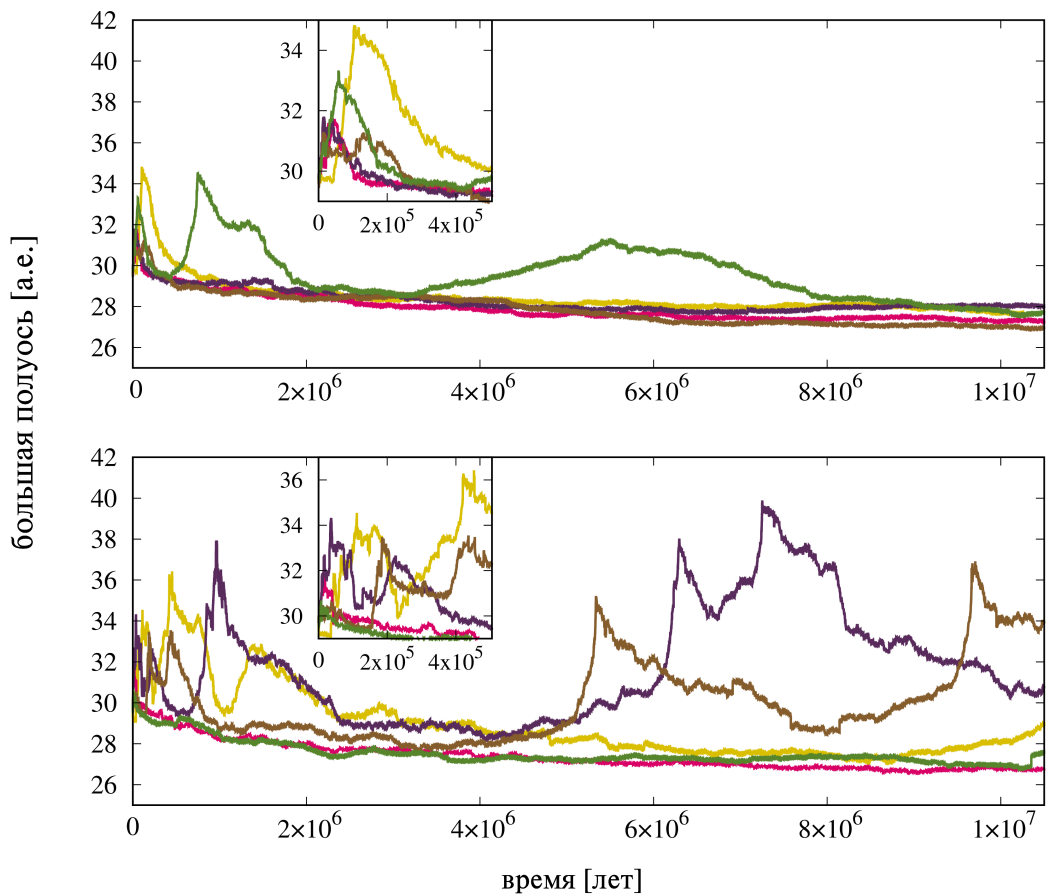


Рисунок 2.1 — Изменение большой полуоси планеты массой $0.5 M_{\oplus}$ в дисках начальной массой $20 M_{\oplus}$ (верхняя панель) и $40 M_{\oplus}$ (нижняя панель). Цвета различают реализации начальных орбит планетезималей; на вставках показан начальный этап миграции.

Таким образом, массы планеты и диска сами по себе не определяют глубину проникновения и время разворота. Эти характеристики зависят также от реализации начальных орбит и последовательности сближений. В частности, возврат к

звезде возникает в ходе взаимодействия с изменяющимся диском, а не вводится в расчёт как предписанный закон миграции.

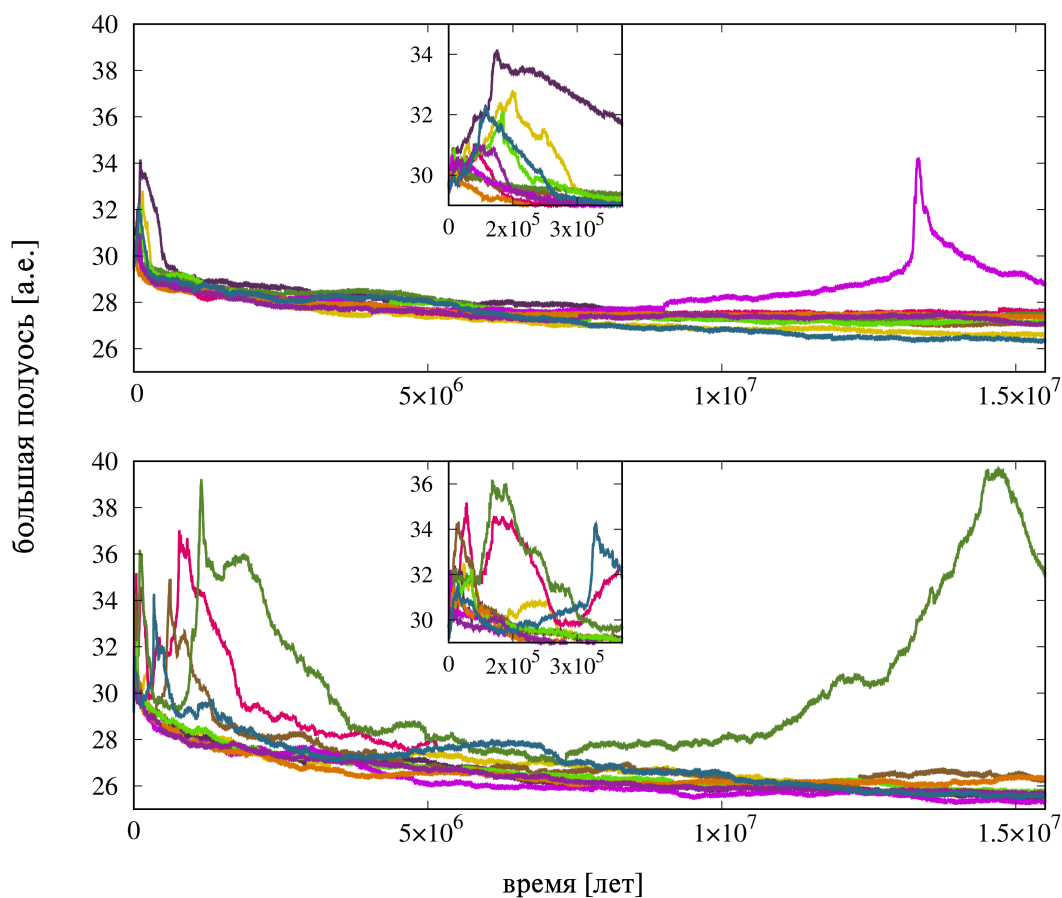


Рисунок 2.2 — Изменение большой полуоси планеты массой $1 M_{\oplus}$ в дисках начальной массой $20 M_{\oplus}$ (верхняя панель) и $40 M_{\oplus}$ (нижняя панель). Цвета различают реализации начальных орбит планетезималей; на вставках показан начальный этап миграции.

Несмотря на различия отдельных траекторий, в выполненной серии прослеживается общая тенденция: при меньшем отношении массы планеты к массе диска повторные развороты внутри пояса встречаются чаще. Более массивная планета сильнее рассеивает тела у края и тем самым затрудняет свой последующий вход в диск. Эта закономерность описывает исследованную выборку; для определения вероятностей отдельных сценариев потребовалась бы более широкая статистика расчётов.

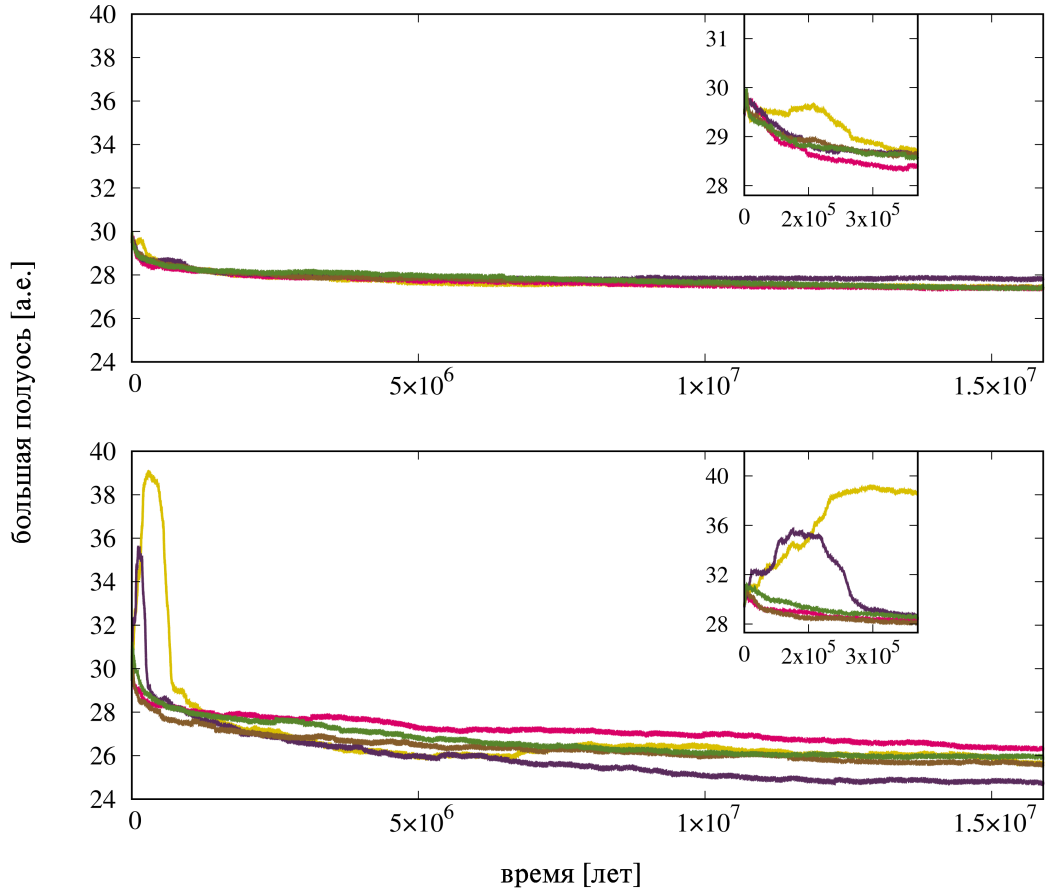


Рисунок 2.3 — Изменение большой полуоси планеты массой $5 M_{\oplus}$ в дисках начальной массой $20 M_{\oplus}$ (верхняя панель) и $40 M_{\oplus}$ (нижняя панель). Цвета различают реализации начальных орбит планетезималей; на вставках показан начальный этап миграции.

Физическая интерпретация смены направления связана с распределением угловых моментов планетезималей, пересекающих орбиту планеты. Для анализа используется величина

$$H = \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i, \quad (2.1)$$

которая пропорциональна проекции удельного орбитального углового момента на нормаль к опорной плоскости. Здесь a , e и i — большая полуось, эксцентриситет и наклон орбиты; для планеты соответствующая величина обозначается H_p .

Связь направления миграции с состоянием взаимодействующей популяции показана на рисунке 2.4. В работе [87] тела, пересекающие орбиту планеты, разделены на группы с $H > H_p$ и $H < H_p$. Преобладание первой группы соответствует движению планеты наружу, а второй — к звезде; изменение их соотношения сопровождается разворотом. Такое сравнение помогает проследить обмен угловым моментом, но не является самостоятельной формулой для скорости миграции: её величина определяется совокупностью сближений.

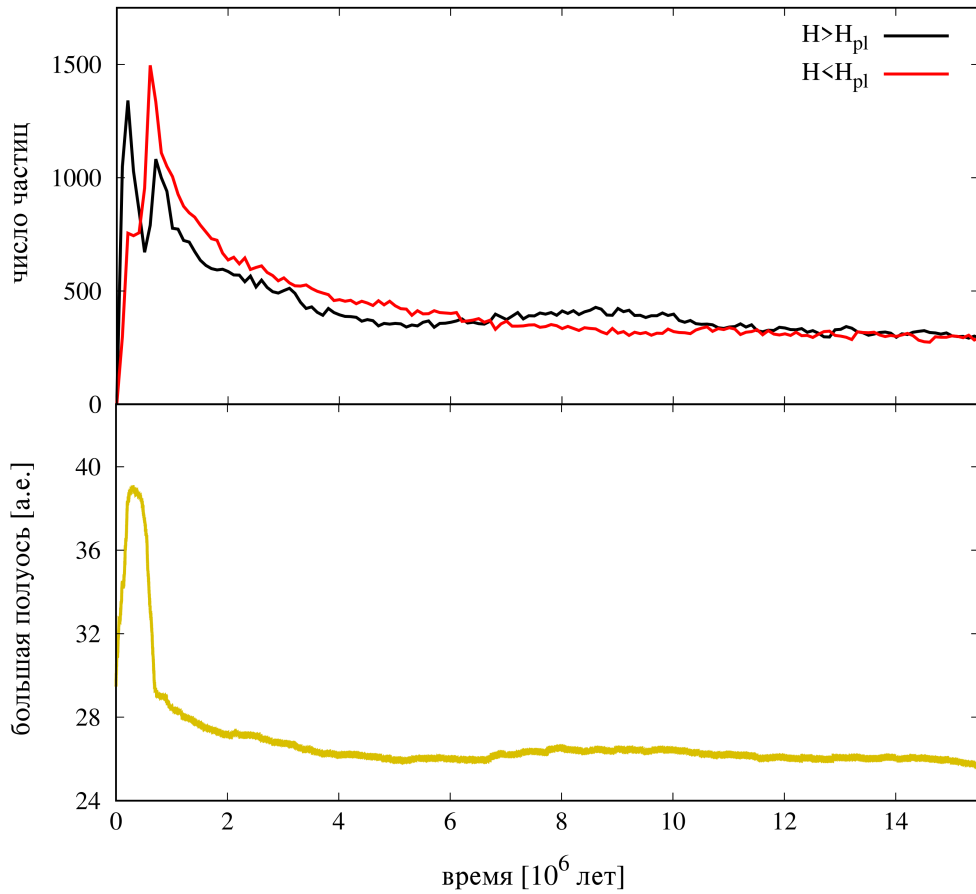


Рисунок 2.4 — Число планетезималей с $H > H_p$ (чёрная кривая) и $H < H_p$ (красная кривая) на верхней панели и изменение большой полуоси планеты на нижней панели. Показана реализация для планеты массой $5 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$.

2.4 Эволюция структуры и орбитальных характеристик диска

2.4.1 Прохождение планеты земной массы

Чтобы связать историю миграции с преобразованием пояса, далее подробно рассматривается одно полное прохождение диска. Выбрана реализация с планетой массой $1 M_{\oplus}$ и диском массой $40 M_{\oplus}$, которой соответствует зелёная кривая на нижней панели рисунка 2.2. Этот пример позволяет проследить воздействие планеты по всей ширине исходного пояса; его результаты не следует без дополнительной проверки переносить на траектории с ранним разворотом у внутреннего края.

Тесные сближения по мере продвижения планеты повышают эксцентриситеты и наклоны орбит планетезималей. Особенно существенен первый проход, когда диск ещё динамически холоден и скорости встреч малы. Распределения на рисунках 2.5 и 2.6 показывают, что к концу расчёта эксцентриситеты наиболее возмущённых тел превышают 0.3, а наклоны отдельных орбит — 10° . Речь идёт о крайних значениях распределений, а не о средних характеристиках пояса.

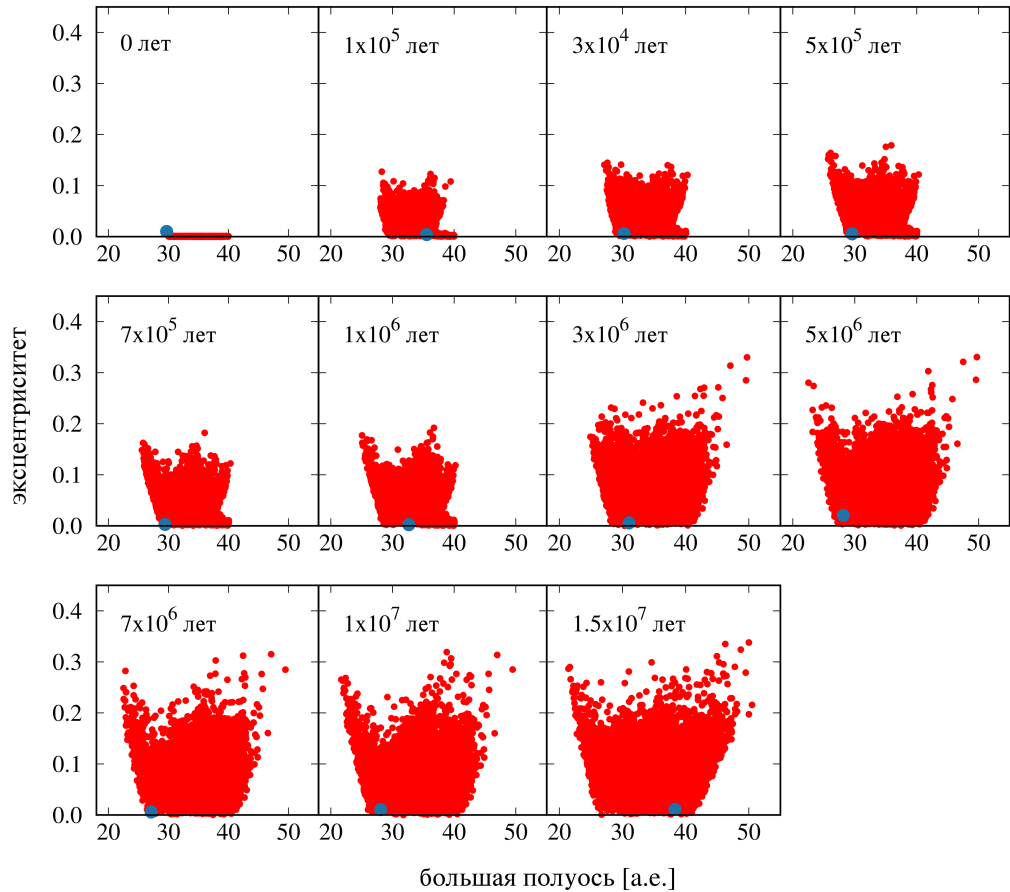


Рисунок 2.5 — Распределение планетезималей на плоскости (a, e) при миграции планеты массой $1 M_\oplus$ в диске начальной массой $40 M_\oplus$. Красные точки обозначают планетезимали, синяя точка — планету. Эпохи указаны на панелях.

Первый проход занимает около 3 млн лет. К эпохам позднее 5 млн лет распределения эксцентриситетов и наклонов меняют свою форму уже сравнительно мало. Следовательно, основная перестройка орбит в этой реализации приходится на раннюю стадию взаимодействия, тогда как движение самой планеты может продолжаться и после неё.

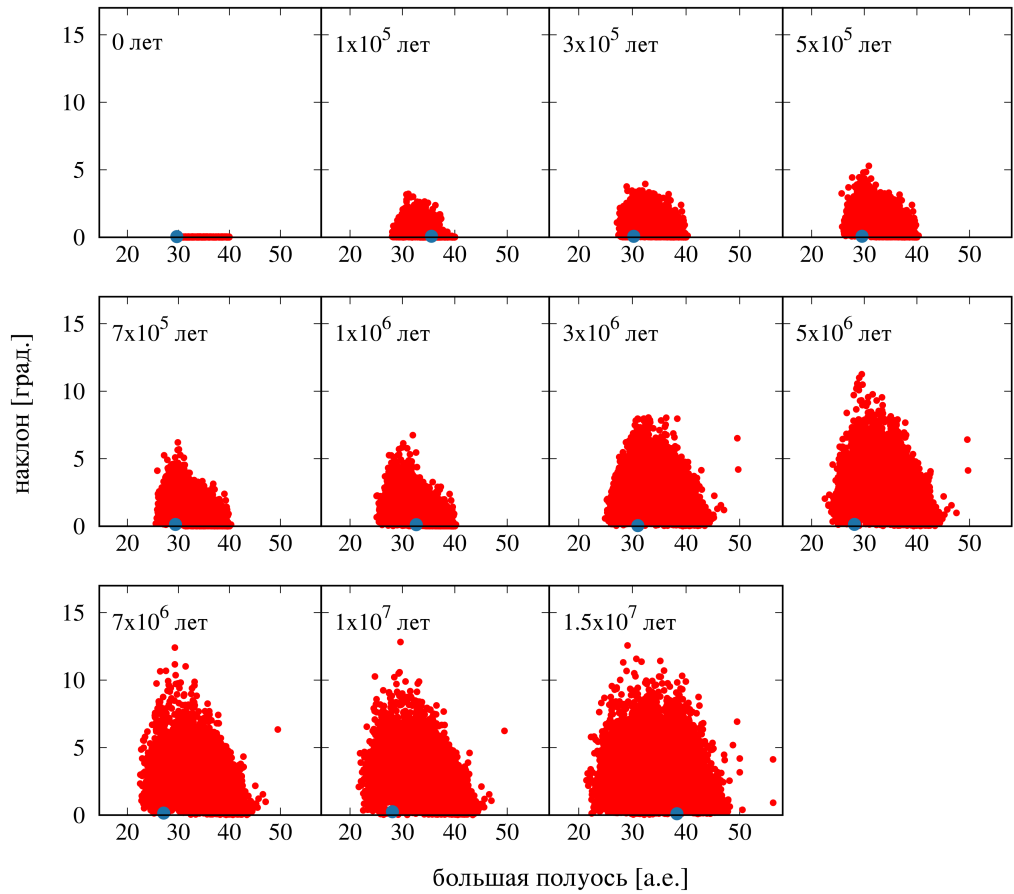


Рисунок 2.6 — Распределение планетезималей на плоскости (a, i) при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Наклоны выражены в градусах. Красные точки обозначают планетезимали, синяя точка — планету. Эпохи указаны на панелях.

Рост эксцентриситетов сопровождается расширением диапазона больших полуосей: часть тел покидает его первоначальные границы. Однако возбуждение не равнозначно удалению пояса. К концу интегрирования большая часть массы сохраняется в области 30–40 а. е., то есть планета оставляет за собой значительный запас возмущённых планетезималей. На рисунках 2.7 и 2.8 этот результат представлен через распределения массы по большой полуоси и по расстоянию от звезды соответственно.

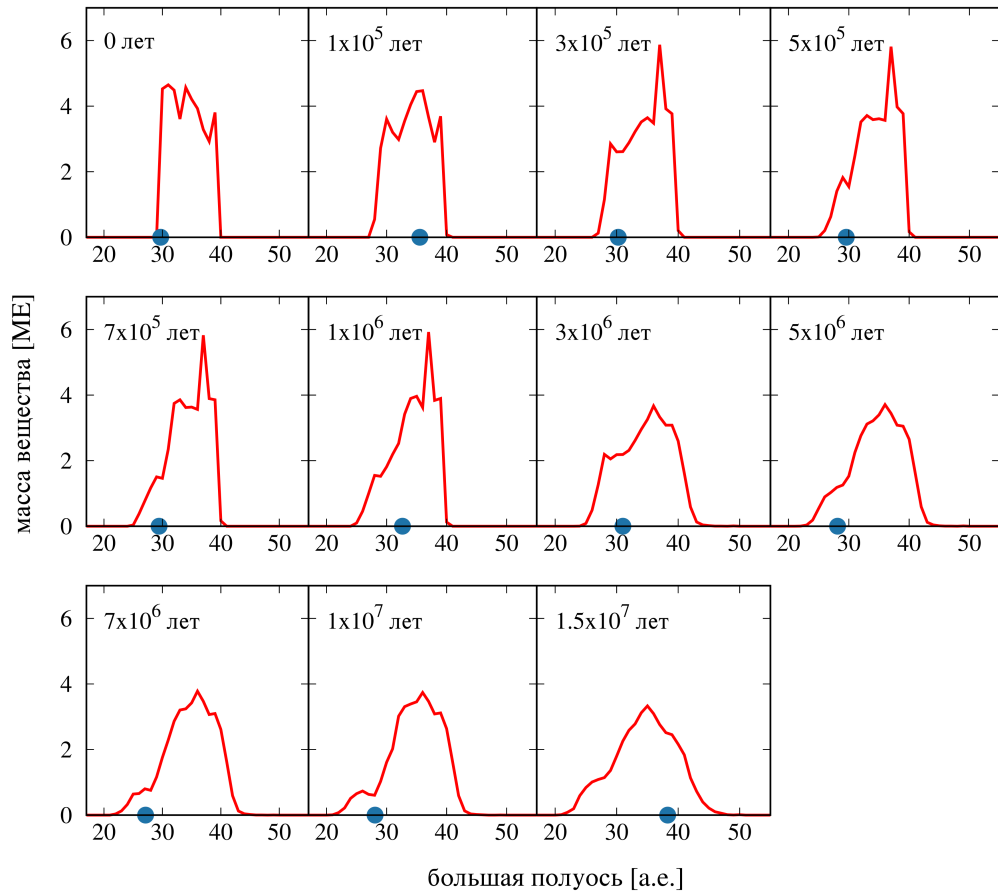


Рисунок 2.7 — Эволюция распределения массы планетезималей по большой полуоси при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Масса суммируется в интервалах шириной 1 а. е. Синяя точка указывает большую полуось планеты.

Эти два способа представления массы отвечают на разные вопросы. Распределение по большой полуоси a описывает орбитальную структуру, а распределение по текущему расстоянию r — положение вещества в пространстве. При заметных эксцентриситетах отождествлять их нельзя. Для обоих распределений в исходном исследовании использованы интервалы шириной 1 а. е.

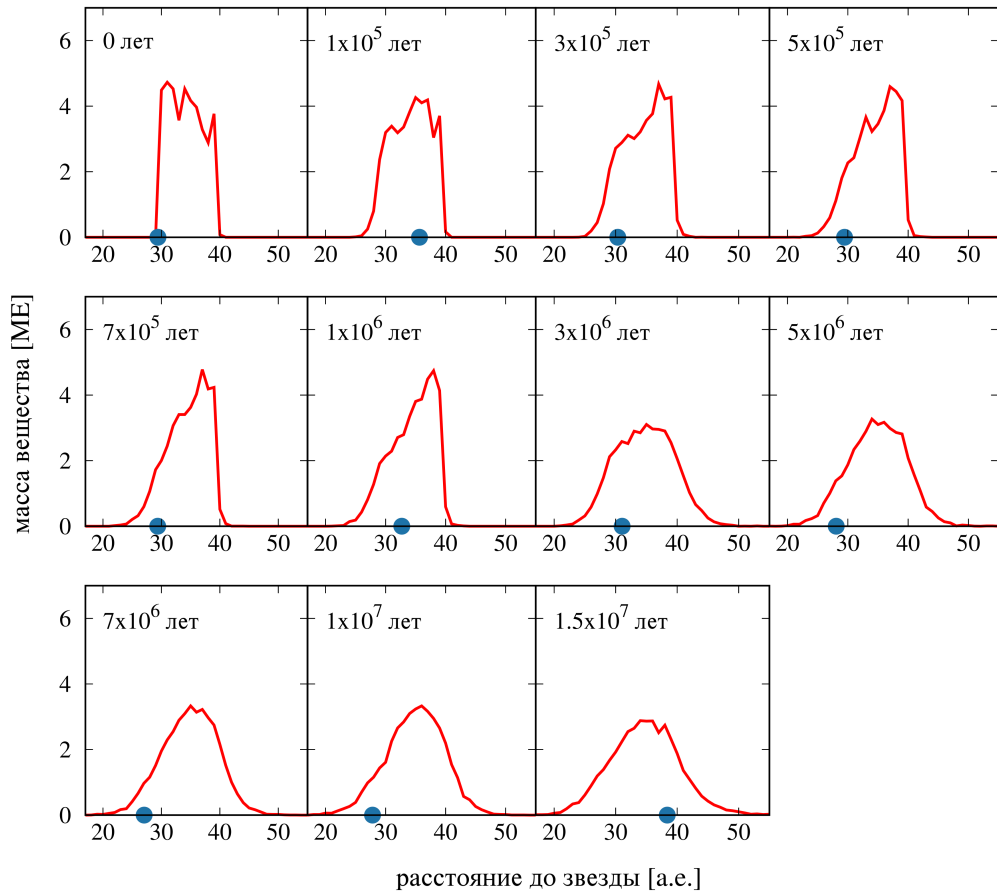


Рисунок 2.8 — Эволюция распределения массы планетезималей по расстоянию от звезды при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Масса суммируется в интервалах шириной 1 а. е. Синяя точка указывает расстояние планеты от звезды.

2.4.2 Влияние увеличения массы планеты

В качестве второго примера рассматривается реализация с планетой массой $5 M_{\oplus}$ в диске массой $40 M_{\oplus}$, соответствующая жёлтой кривой на нижней панели рисунка 2.3. После прохождения пояса и возврата планета остаётся вблизи внутренней границы до конца интегрирования. Возмущения эксцентриситетов оказываются сильнее, чем в выбранном примере с планетой земной массы: максимальные значения достигают приблизительно 0.5. Эволюция распределения орбит на плоскости (a, e) показана на рисунке 2.9.

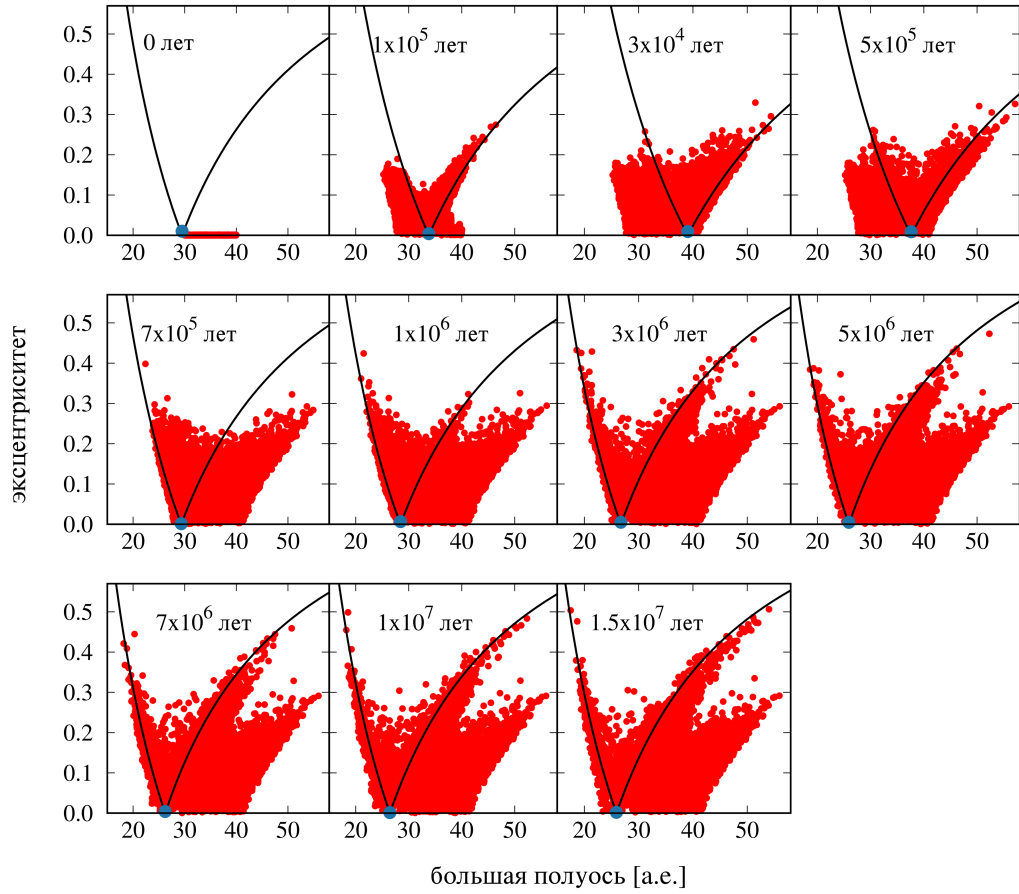


Рисунок 2.9 — Распределение планетезималей на плоскости (a, e) при миграции планеты массой $5 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Красные точки обозначают планетезимали, синяя точка — планету. Чёрные линии показывают положения орбит с перицентром или апоцентром, совпадающим с большой полуосью планеты.

В распределении тел на плоскости (a, e) формируются вытянутые ветви, или «усы». Их возникновение связано со сближениями вблизи перицентра либо апоцентра орбиты планетезимали. При сильном изменении эксцентриситета одно из этих расстояний может оставаться близким к положению планеты во время сближения. Геометрически такая связь выражается соотношениями

$$q = a(1 - e), \quad Q = a(1 + e), \quad (2.2)$$

где q и Q — перицентрическое и апоцентрическое расстояния. Поэтому группы орбит с близкими q либо Q образуют характерные ветви на плоскости большой полуоси и эксцентриситета.

Радиальное распределение массы для планеты массой $5 M_{\oplus}$ приведено на рисунке 2.10.

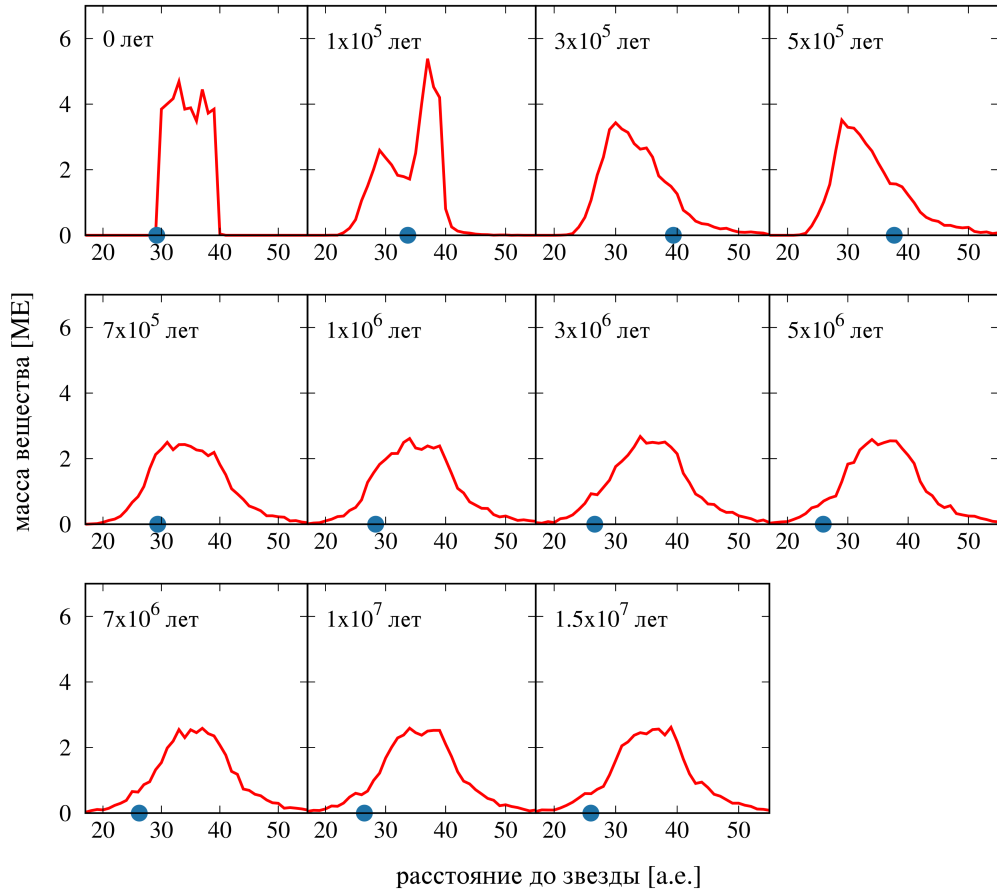


Рисунок 2.10 — Эволюция распределения массы планетезималей по расстоянию от звезды при миграции планеты массой $5 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Масса суммируется в интервалах шириной 1 а. е. Синяя точка указывает расстояние планеты от звезды.

2.5 Относительные скорости и условия разрушения планетезималей

2.5.1 Оценка относительных скоростей

Для перехода от распределения орбит к условиям столкновений используется принятая в статье оценка характерной относительной скорости

$$v_{\text{rel}} = v_K \sqrt{\frac{5}{4} \langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}, \quad (2.3)$$

где v_K — круговая кеплеровская скорость, а $\langle e^2 \rangle$ и $\langle i^2 \rangle$ — средние квадраты эксцентриситетов и наклонов орбит выбранной группы тел. В этой формуле наклоны выражаются в радианах. Средние квадраты не следует заменять квадратами средних значений.

Для построения пространственного профиля скоростей планетезимали объединяются в интервалы текущего расстояния шириной 1 а. е. Значение кеплеровской скорости берётся в центре соответствующего интервала. Такой способ обработки сохраняет информацию о неоднородности возбуждения вдоль пояса. Вместе с тем формула (2.3) даёт статистическую характеристику выбранной группы, а не скорость каждой возможной пары столкновений: взаимная ориентация отдельных орбит явно в неё не входит.

Радиальные профили средних эксцентриситетов для реализации с планетой земной массы показаны на рисунке 2.11.

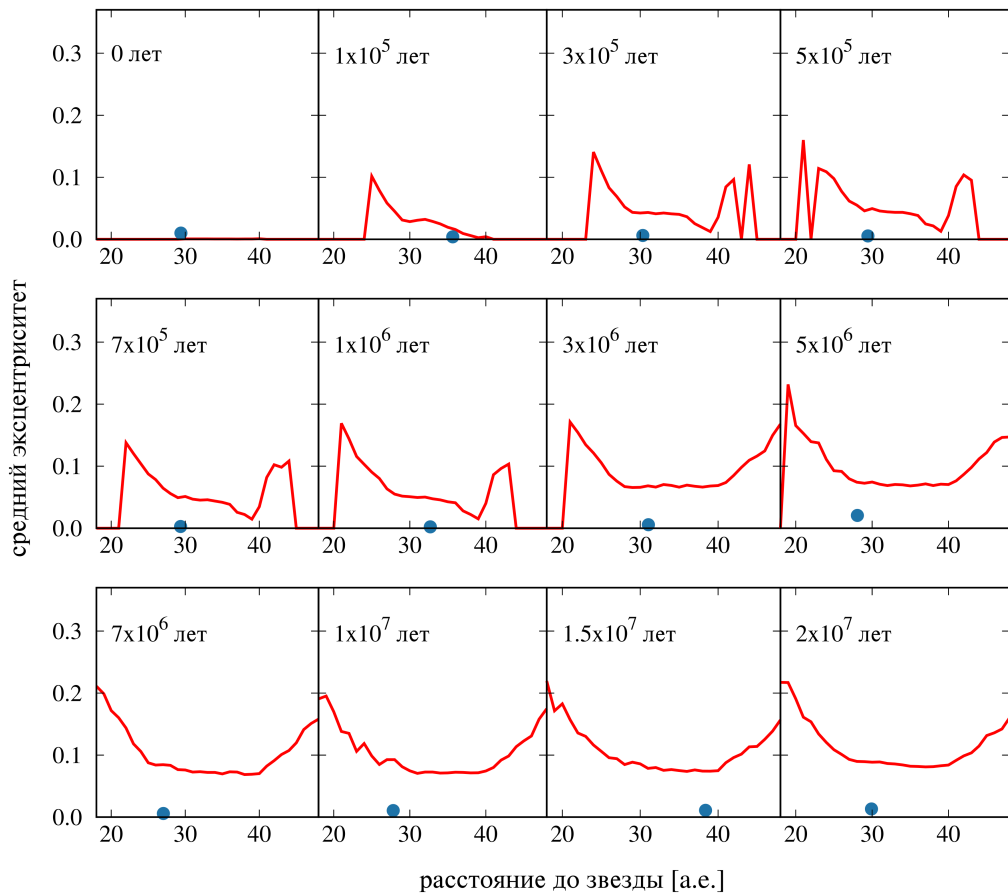


Рисунок 2.11 — Изменение среднего эксцентриситета планетезималей с расстоянием от звезды при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Усреднение выполнено в радиальных интервалах шириной 1 а. е. Синяя точка обозначает планету.

Соответствующие профили средних наклонов орбит приведены на рисунке 2.12.

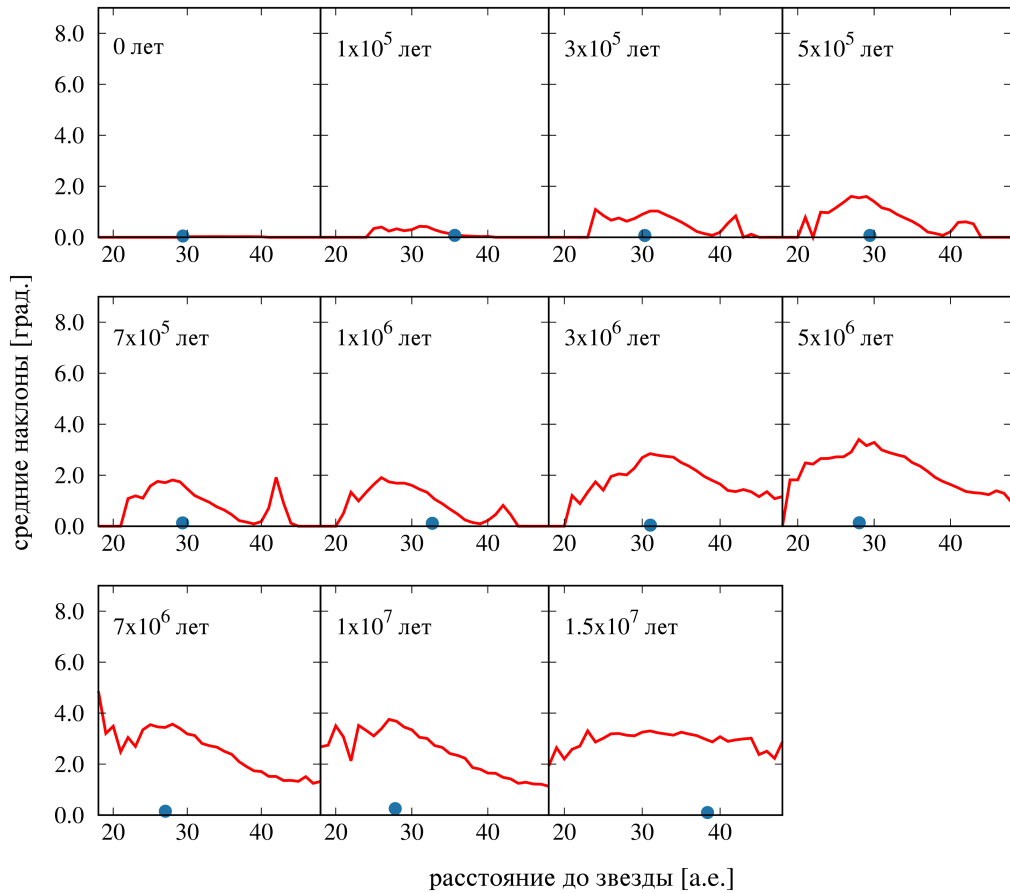


Рисунок 2.12 — Изменение среднего наклона орбит планетезималей с расстоянием от звезды при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Наклоны выражены в градусах; усреднение выполнено в интервалах шириной 1 а. е. Синяя точка обозначает планету.

Эволюция характерных относительных скоростей для планеты массой $1 M_{\oplus}$ представлена на рисунке 2.13. В выбранной реализации с планетой земной массы распределение относительных скоростей после приблизительно 3 млн лет меняется сравнительно слабо.

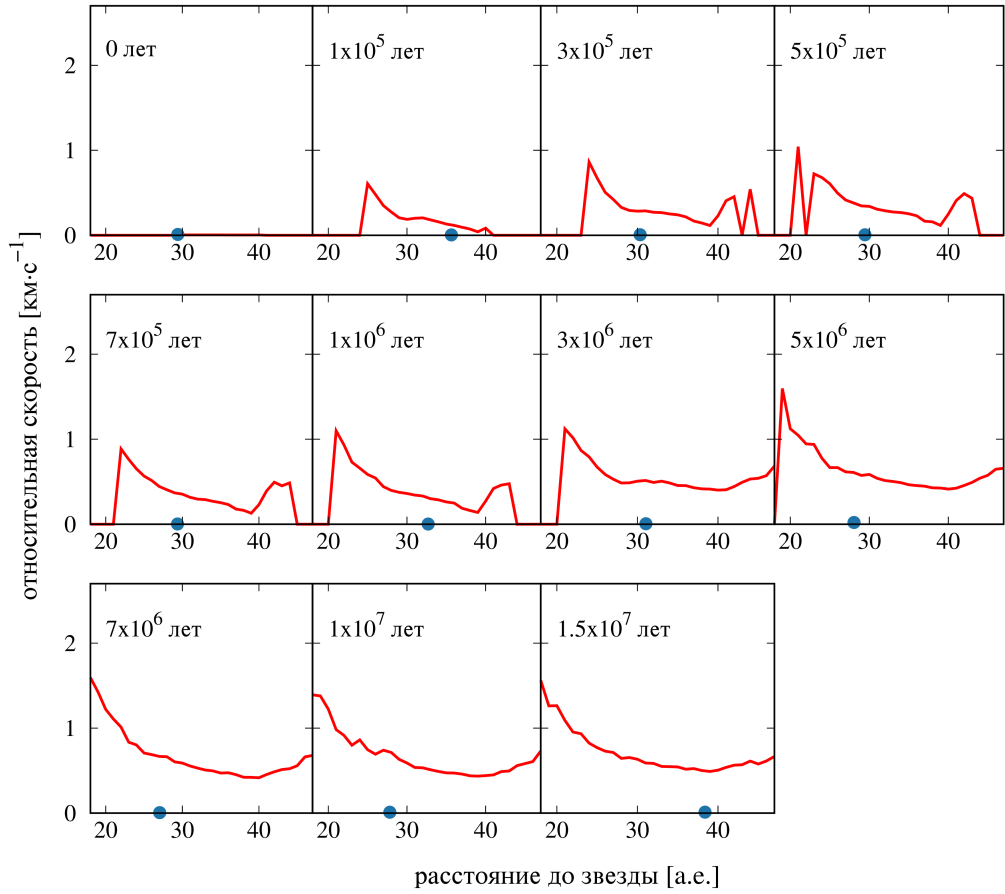


Рисунок 2.13 — Эволюция радиального распределения характерной относительной скорости планетезималей при миграции планеты массой $1 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Скорости выражены в км/с. Синяя точка указывает расстояние планеты от звезды.

Результаты для планеты массой $5 M_{\oplus}$ показаны на рисунке 2.14. Для рассматриваемой реализации с планетой массой $5 M_{\oplus}$ аналогичный этап выделяется приблизительно при 7×10^5 лет. В статье эти моменты используются как характерные эпохи оценки возможности развития столкновительного каскада [87].

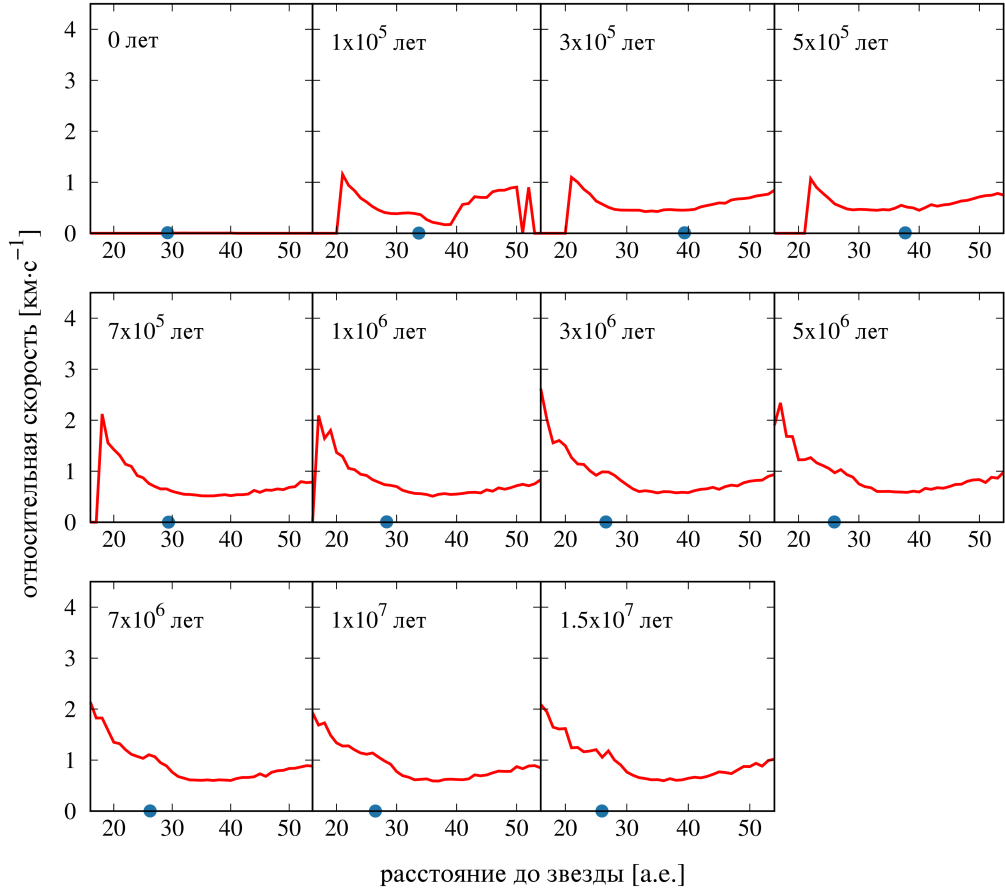


Рисунок 2.14 — Эволюция радиального распределения характерной относительной скорости планетезималей при миграции планеты массой $5 M_{\oplus}$ в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$. Скорости выражены в км/с. Синяя точка указывает расстояние планеты от звезды.

2.5.2 Порог разрушения и максимальный диаметр тел

Для оценки разрушительных столкновений в работе принят закон для монолитных базальтовых планетезималей одинакового размера, основанный на зависимости, используемой Costa et al. [21]. В обозначениях статьи Олейник и Емельяненко он записывается как

$$v_{\text{frag}} = 17.5 \left(\frac{D}{1 \text{ км}} \right)^{0.93} \text{ м с}^{-1}, \quad D > 1 \text{ км}, \quad (2.4)$$

где D — диаметр планетезимали, а v_{frag} — пороговая скорость разрушения при принятых условиях столкновения.

Приравнивая оценку относительной скорости пороговой, получаем соответствующий максимальный диаметр:

$$D_{\max} = 1 \text{ км} \left(\frac{v_{\text{rel}}}{17.5 \text{ м с}^{-1}} \right)^{1/0.93}. \quad (2.5)$$

Это выражение является алгебраическим следствием формулы (2.4) и применимо в той же области размеров и при тех же предположениях о веществе тел. Величина $D_{\max}$ не задаёт максимальный размер реально существующих планетезималей: она характеризует границу размеров, для которых принятая относительная скорость достигает порога разрушения.

В рассмотренной реализации с планетой массой $1 M_{\oplus}$ при $t = 3$ млн лет значения $D_{\max}$ достигают приблизительно 40 км в области 30–40 а. е., содержащей основную массу диска. Радиальная зависимость $D_{\max}$ показана на рисунке 2.15.

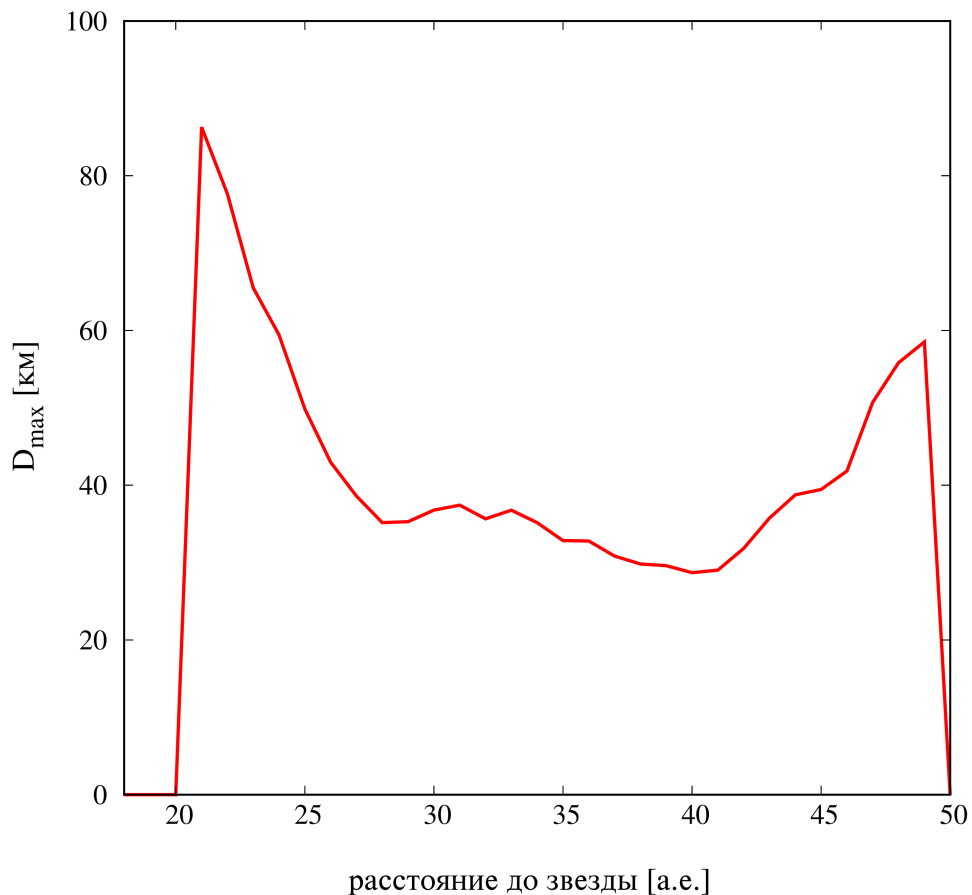


Рисунок 2.15 — Зависимость максимального диаметра разрушаемых планетезималей $D_{\max}$ от расстояния до звезды при $t = 3$ млн лет для планеты массой $1 M_{\oplus}$ и диска начальной массой $40 M_{\oplus}$. Оценка соответствует принятому закону разрушения монолитных базальтовых тел.

Для выбранной реализации с планетой массой $5 M_{\oplus}$ при $t = 0.7$ млн лет соответствующая оценка достигает приблизительно 50 км. Соответствующая радиальная зависимость приведена на рисунке 2.16.

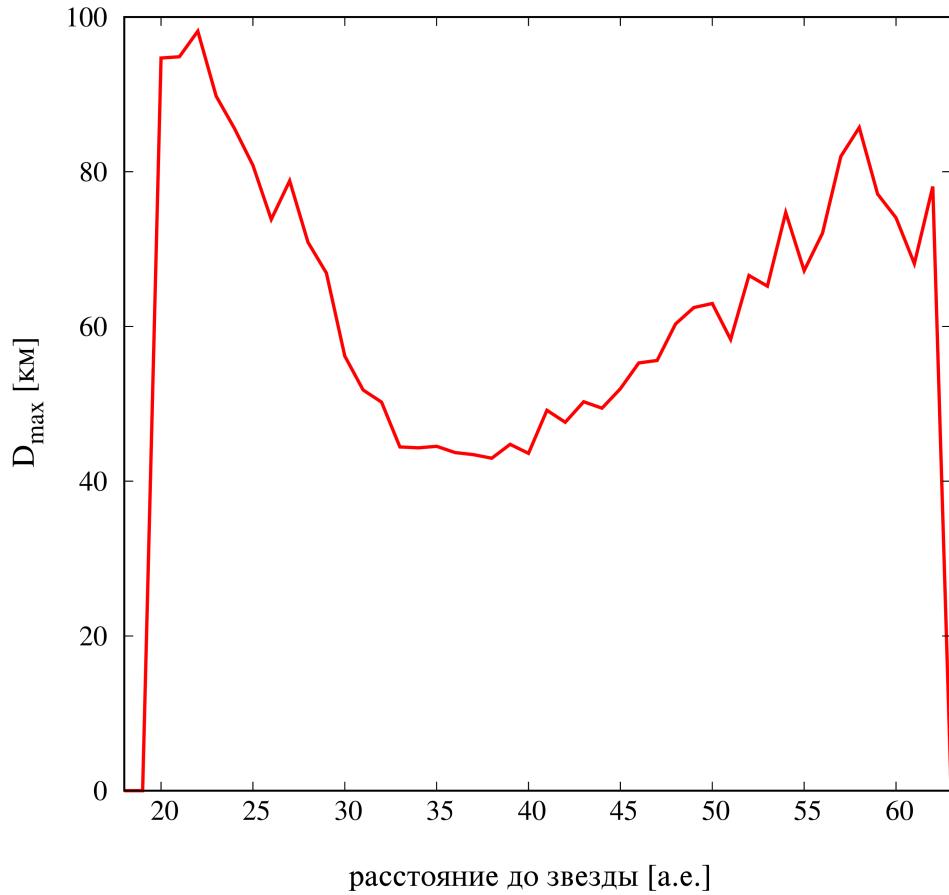


Рисунок 2.16 — Зависимость максимального диаметра разрушаемых планетезималей $D_{\max}$ от расстояния до звезды при $t = 0.7$ млн лет для планеты массой $5 M_{\oplus}$ и диска начальной массой $40 M_{\oplus}$. Оценка соответствует принятому закону разрушения монолитных базальтовых тел.

Сопоставление двух реализаций приведено в таблице 2.2.

Таблица 2.2 — Оценки разрушения для двух выбранных реализаций в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$

$M_p/M_{\oplus}$	Эпоха оценки, млн лет	Достигаемый $D_{\max}$, км
1	3	~ 40
5	0.7	~ 50

Сравнение показывает, что пятикратное увеличение массы планеты не сопровождается таким же увеличением предельного размера разрушаемых тел. Однако это сопоставление двух историй миграции, а не усреднённая зависимость по

всей серии. Оценки 40 и 50 км характеризуют выбранные реализации и не задают общего порога для всех участков пояса.

2.6 Обсуждение результатов и ограничения модели

Одно из следствий рассмотренного сценария — пространственное разделение источника возмущений и возбуждённого вещества. После прохождения пояса планета может вернуться к его внутреннему краю и оказаться ближе к звезде, чем основная масса изменивших орбиты тел. Поэтому современное положение планеты не обязательно указывает на область её наиболее сильного предшествующего воздействия: при интерпретации структуры диска необходимо учитывать историю миграции.

В исследованных условиях маломассивная планета существенно меняет орбиты планетезималей, сохраняя при этом основную массу пояса. Полученные скорости допускают разрушение достаточно крупных тел в рамках принятого закона прочности. Тем самым динамическая часть сценария согласуется с необходимым условием образования пыли, но ещё не определяет ни скорость её пополнения, ни яркость осколочного диска.

Переход к наблюдаемым характеристикам требует дополнительной модели: необходимо задать распределение размеров, вероятности столкновений, свойства образующихся фрагментов и процессы удаления пыли. В настоящих интегрированиях эти процессы не рассчитываются. Следовательно, выполнение скоростного условия разрушения следует отличать от формирования диска с заданной светимостью за определённое время.

Отдельный источник неопределённости связан с дискретным представлением диска равномассивными гравитирующими телами. Диаметры 40–50 км определяются только при последующей оценке разрушения и не являются физическими размерами частиц численного расчёта. Влияние их конечного числа на стохастические особенности миграции должно проверяться в самостоятельном исследовании сходимости.

Границы применимости результата задаются также отсутствием полного учёта собственной гравитации диска и ограниченным набором начальных масс, ширин пояса и положений планеты. Расчёты демонстрируют возможность предложенного механизма в выбранных системах; утверждение о его эффективности для произвольного внешнего пояса из них не следует.

Оценка $D_{\max}$ дополнительно зависит от физических свойств тел. Здесь принят закон разрушения монолитного базальта при столкновении одинаковых по размеру планетезималей; перенос результата на рыхлое каменно-ледяное вещество требует отдельного расчёта. Дальнейшее исследование поэтому развивается в двух направлениях. В главе 3 проверяется зависимость динамического возбуждения от параметров системы, а в главе 4 полученные характеристики используются при построении столкновительной модели диска HD 181327.

2.7 Выводы по второй главе

На основании выполненных численных экспериментов и последующих оценок условий разрушения получены следующие выводы.

1. В рассмотренных системах планеты массами 0.5 , 1 и $5 M_{\oplus}$, первоначально расположенные у внутреннего края планетезимального диска, начинают мигрировать от звезды в сторону пояса. Дальнейшие траектории существенно зависят от случайной реализации начальных орбит.
2. Миграция может сопровождаться разворотом и возвратом планеты к внутреннему краю, а также повторными входами в диск. Смена направления связана с перераспределением угловых моментов планетезималей, взаимодействующих с планетой.
3. При глубоком прохождении через пояс тесные сближения увеличивают эксцентриситеты и наклоны орбит планетезималей и расширяют распределение больших полуосей. В исследованном примере с планетой земной массы основная масса диска сохраняется в первоначальном диапазоне $30\text{--}40$ а. е.
4. Для выбранных реализаций с планетами массами 1 и $5 M_{\oplus}$ в диске массой $40 M_{\oplus}$ относительные скорости позволяют оценить максимальные диаметры

разрушаемых монолитных базальтовых тел приблизительно в 40 и 50 км соответственно. Это оценки для конкретных реализаций, эпох и свойств вещества, а не универсальные пределы размеров.

5. Миграция планеты с массой порядка массы Земли может создать динамические предпосылки для столкновительного каскада во внешнем поясе.

3 Динамические особенности внешних планетезимальных дисков при взаимодействии с мигрирующими маломассивными планетами

Результаты главы 2 устанавливают возможность возбуждения внешнего пояса мигрирующей маломассивной планетой. Следующий вопрос состоит в том, какие свойства системы определяют достигнутые скорости планетезималей и насколько чувствителен результат к начальным условиям. Эта глава посвящена сравнению расчётов с разными массами планеты и диска, радиальными положениями пояса и начальными эксцентриситетами его тел. Основой изложения служит совместная работа О. С. Олейник и В. В. Емельяненко [40].

3.1 Постановка задачи

Наблюдаемое разнообразие осколочных дисков [4] не позволяет ограничиться проверкой механизма на одном наборе параметров. Для дальнейшего применения динамической модели важно отделить устойчивые особенности возбуждения от свойств отдельных траекторий миграции. Исследование [87] показало, что для возмущения пояса не обязательно вводить массивную внешнюю планету или чрезмерно массивный диск. В рассмотренных реализациях основная масса планетезималей сохранялась в исходной области на временах порядка 10 миллионов лет, несмотря на рассеяние части тел за её границы [87]. Эти результаты обосновывают дальнейшую проверку сценария, но сами по себе ещё не устанавливают его универсальность.

Параметры исходных расчётов выбирались близкими к используемым в моделях формирования транснептуновой популяции [27, 88]. Здесь эта постановка

расширяется: варьируются масса возмущающей планеты, масса планетезимального диска, его расстояние от звезды и начальные эксцентриситеты орбит. Общей характеристикой для сравнения служит относительная скорость тел. Такой выбор позволяет связать результаты параметрического исследования с условиями разрушения планетезималей, рассмотренными в предыдущей главе.

3.2 Численная модель и оценка относительных скоростей

За точку отсчёта принята модель на основе работы [87]: планета массой M_E располагается у внутреннего края пояса массой $M_D = 40M_E$ вокруг звезды солнечной массы. В данной серии начальные эксцентриситет и наклон орбиты планеты составляют соответственно 0.01 и 0.05° . Для больших полуосей планетезималей задан закон a^{-1} на интервале от 30 до 40 а. е. Начальные эксцентриситеты равномерно распределены в диапазоне $(0, 0.01)$, а наклоны — в диапазоне $(0, 0.5^\circ)$. Таким образом, исходное состояние планеты и пояса близко к круговому и плоскому.

Каждая серия расчётов сопоставляется с этой базовой постановкой, чтобы проследить влияние изменяемого параметра на движение планеты и возбуждение пояса. Для количественного сравнения используется приближённая оценка средней относительной скорости:

$$v_{\text{rel}} = v_K \sqrt{\langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}, \quad (3.1)$$

Здесь $\langle e^2 \rangle$, $\langle i^2 \rangle$ обозначают средние квадраты эксцентриситетов и наклонов орбит, а v_K — кеплеровскую скорость на рассматриваемом расстоянии от звезды. Наклоны при вычислении выражаются в радианах. Подобная оценка применяется для характеристики среднеквадратичной случайной скорости [89, 10, 90, 91]; здесь она служит единым показателем для всех вариантов модели. В отличие от формулы (2.3), принятой в главе 2, выражение (3.1) не содержит множителя $5/4$ при среднем квадрате эксцентриситета. При сопоставлении абсолютных скоростей между главами это различие оценок необходимо учитывать; внутри данной главы определение скорости остаётся неизменным.

Движение системы N тел рассчитывается симплектическим интегратором [55]. Модель относится к этапу после рассеяния основной массы газа, когда диск становится оптически тонким. Планетезимальный пояс представлен 8982 равномассивными объектами. Как и в подходе, применённом в работе [92], учитывается взаимное гравитационное действие планеты и каждого из этих объектов, но не взаимодействие планетезималей друг с другом. Поэтому изменение начального возбуждения, рассматриваемое далее, не означает включения в интегрирование собственной гравитации пояса.

3.3 Результаты численного моделирования

3.3.1 Относительные скорости планетезималей при миграции планеты различных масс

Масса планеты влияет на силу отдельных возмущений, однако итоговая скорость планетезималей зависит и от того, как долго планета взаимодействует с данной частью диска. Чтобы на первом этапе уменьшить влияние различий траекторий, сравнение проводится через 100 тысяч лет после начала интегрирования в узкой области от 30 до 32 а. е. К этому времени все рассматриваемые планеты уже проходят выбранный участок, тогда как особенности последующей миграции ещё не определяют накопленное возбуждение. Полученная таким способом зависимость представлена на рисунке 3.1.

Для планет с массами от 0.5 до 5 M_E в поясе массой 40 M_E относительная скорость возрастает с массой возмущающего тела. Численные значения на рисунке 3.1 показаны чёрными точками, а их степенная аппроксимация — красной линией. Зависимость записывается в виде $v_{\text{rel}} = AM_{\text{pl}}^\alpha$ с параметрами $A = 0.209 \pm 0.009$, $\alpha = 0.460 \pm 0.032$; при этом v_{rel} задаётся в км/с, а M_{pl} — в M_E . Указанные единицы необходимы и для интерпретации коэффициента нормировки.

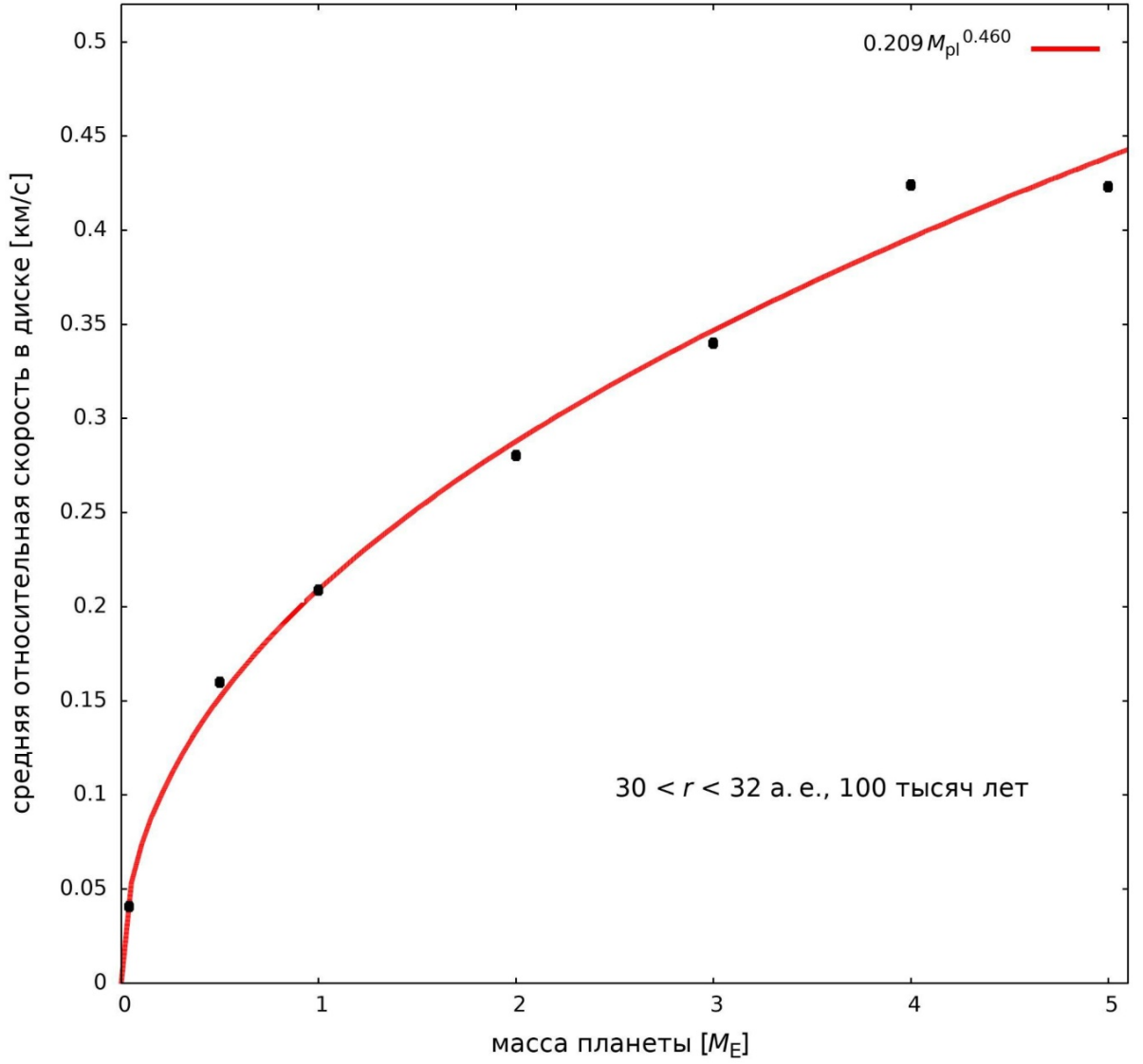


Рисунок 3.1 — Зависимость величины средней относительной скорости от массы планеты, мигрирующей в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 100 тысяч лет (красная линия). Скорость рассчитана в диапазоне расстояний r от 30 до 32 а. е. в диске.

Найденный показатель $\alpha = 0.460 \pm 0.032$ превышает $\alpha = \frac{1}{3}$, характерный для зависимостей среднеквадратичных эксцентриситетов e_{rms} и наклонов от массы планеты в локальной области её орбиты [93, 94]. Такое сравнение требует учитывать различие постановок. При миграции перемещается сама область сильного рассеяния и меняется состав взаимодействующих тел. В аналитической модели [24] для локального приращения эксцентриситета получено масштабирование $\Delta e \sim M_{\text{pl}}^{\frac{1}{2}}$. Оно не является прямым предсказанием рассчитанной здесь относительной скорости, но показывает, почему при перемещении планеты зависимость возбуждения от её массы может быть круче, чем $e_{\text{rms}} \sim M_{\text{pl}}^{\frac{1}{3}}$.

Ранняя степенная зависимость описывает общий тренд, а не всю эволюцию скоростей. На более длительном интервале возрастает роль глубины проникновения, разворотов и повторных проходов планеты. Поэтому дальнейшее сравнение строится в два шага: сначала рассматриваются траектории миграции, затем — состояние пояса после основного этапа взаимодействия.

На рисунке 3.2 показано изменение больших полуосей за 3 миллиона лет для тех же планет, которые сопоставлены на рисунке 3.1. Во всех вариантах происходит разворот, но скорость движения и пройденная часть пояса различаются; в отдельных случаях планета вновь входит в диск. Эти особенности согласуются с рассмотренной ранее зависимостью миграции от истории сближений [87].

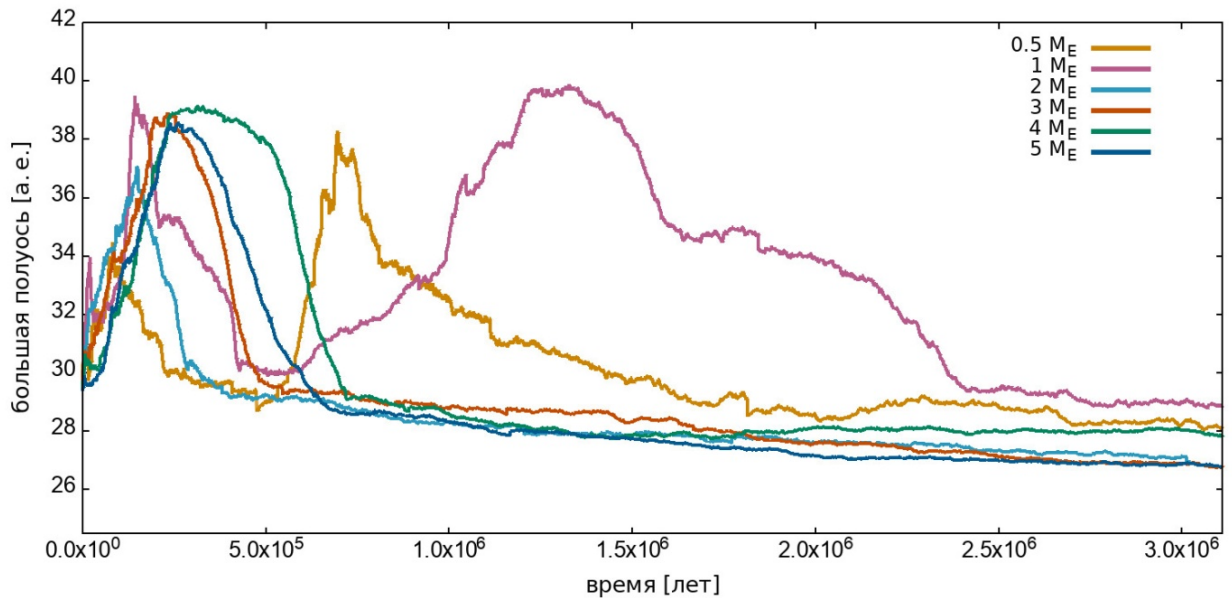


Рисунок 3.2 — Изменение большой полуоси планет с массами $0.5\text{--}5\ M_E$ в диске с массой $40\ M_E$.

К эпохе 3 миллиона лет планеты возвращаются к внутреннему краю пояса. Для базовой модели ранее установлено, что между 3 и 15 миллионами лет распределение относительных скоростей меняется слабо [87]. По этой причине состояние системы через 3 миллиона лет принимается как опорное для сравнения возбуждения, накопленного в ходе основных проходов диска.

Распределения эксцентриситетов и наклонов по большим полуосям на эту эпоху приведены на рисунках 3.3 и 3.4. При увеличении массы планеты растут как максимальные эксцентриситеты и наклоны, так и число тел на сильно вытянутых орбитах. Следовательно, различия между моделями проявляются не только в средней скорости, но и в форме распределения орбит.

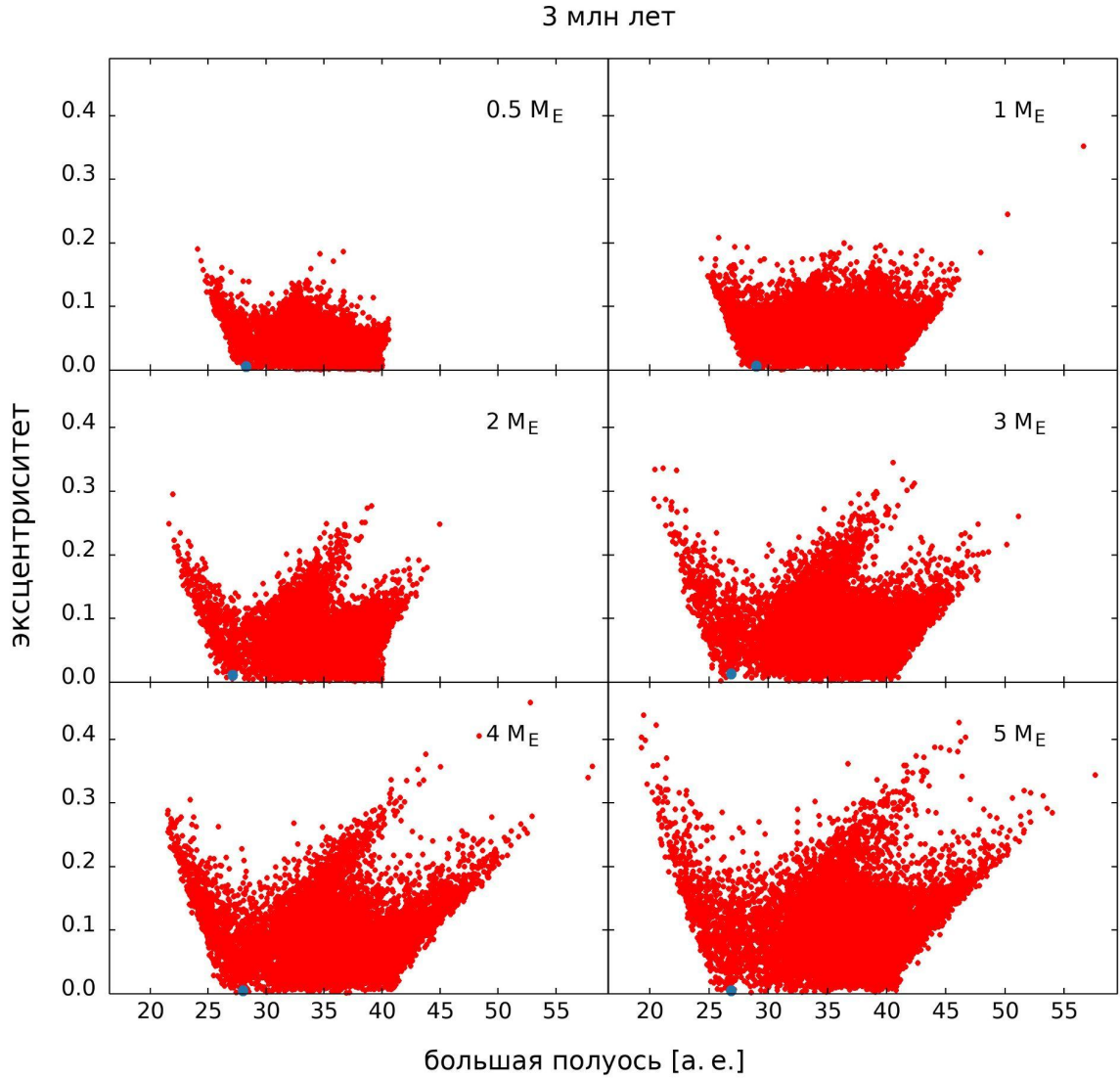


Рисунок 3.3 — Большие полуоси и эксцентриситеты орбит планетезималей при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Красные точки относятся к планетезиμαлям, синие точки — к планете.

Для позднего сравнения используется область 30–40 а. е., содержащая основную часть сохранившегося пояса [87]. Значения скорости через 3 миллиона лет и соответствующая аппроксимация представлены на рисунке 3.5 чёрными точками и красной линией. Для зависимости $v_{\text{rel}} = AM_{\text{pl}}^\alpha$ получены $A = 0.337 \pm 0.024$, $\alpha = 0.432 \pm 0.055$, где v_{rel} выражена в км/с, а масса планеты, как и при раннем сравнении, — в массах Земли. Эти значения характеризуют пояс после основных проходов планет и их возврата к внутренней границе.

Поздняя оценка $\alpha = 0.432 \pm 0.055$ согласуется в пределах приведённых ошибок с показателем, полученным через 100 тысяч лет. При этом сравнивают-

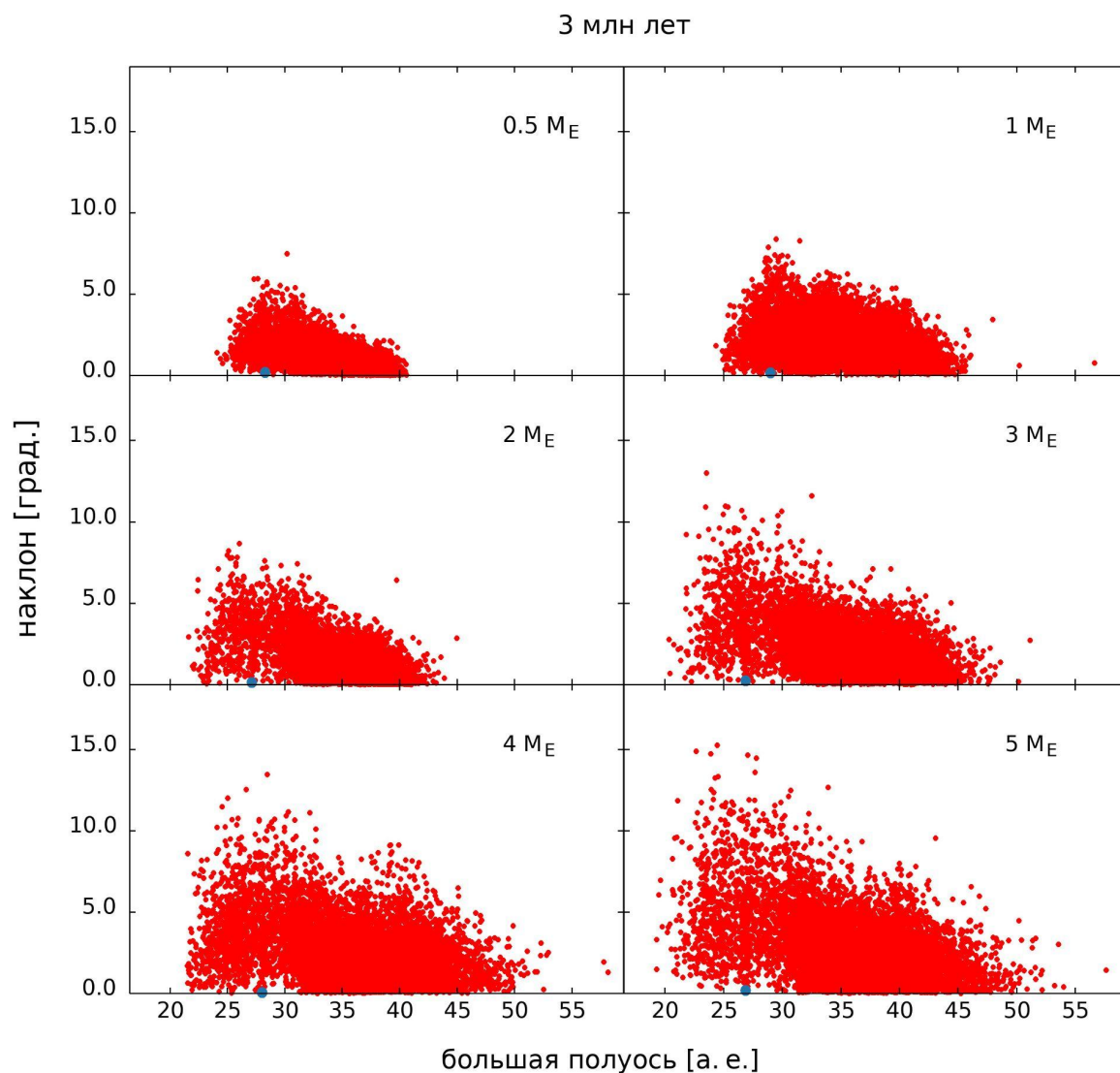


Рисунок 3.4 — Большие полуоси и наклоны орбит планетезималей при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Красные точки относятся к планетезималиям, синие точки — к планете.

ся разные эпохи и пространственные выборки, поэтому совпадение показателей отражает сохранение общей тенденции, а не неизменность скоростей во времени.

Отклонения от степенного тренда особенно заметны для масс 1 и $2 M_E$ (рисунок 3.5) и объясняются различиями траекторий. Планета земной массы дважды пересекает пояс и взаимодействует с ним дольше остальных, оставляя сильнее возбуждённую популяцию в области $30\text{--}40$ а. е. Планета вдвое большей массы, напротив, доходит лишь до ~ 37 а. е. и быстро покидает пояс. Внешняя часть диска в этом случае возмущается слабее, что соответствует спаду скорости на средней левой панели рисунка 3.6.

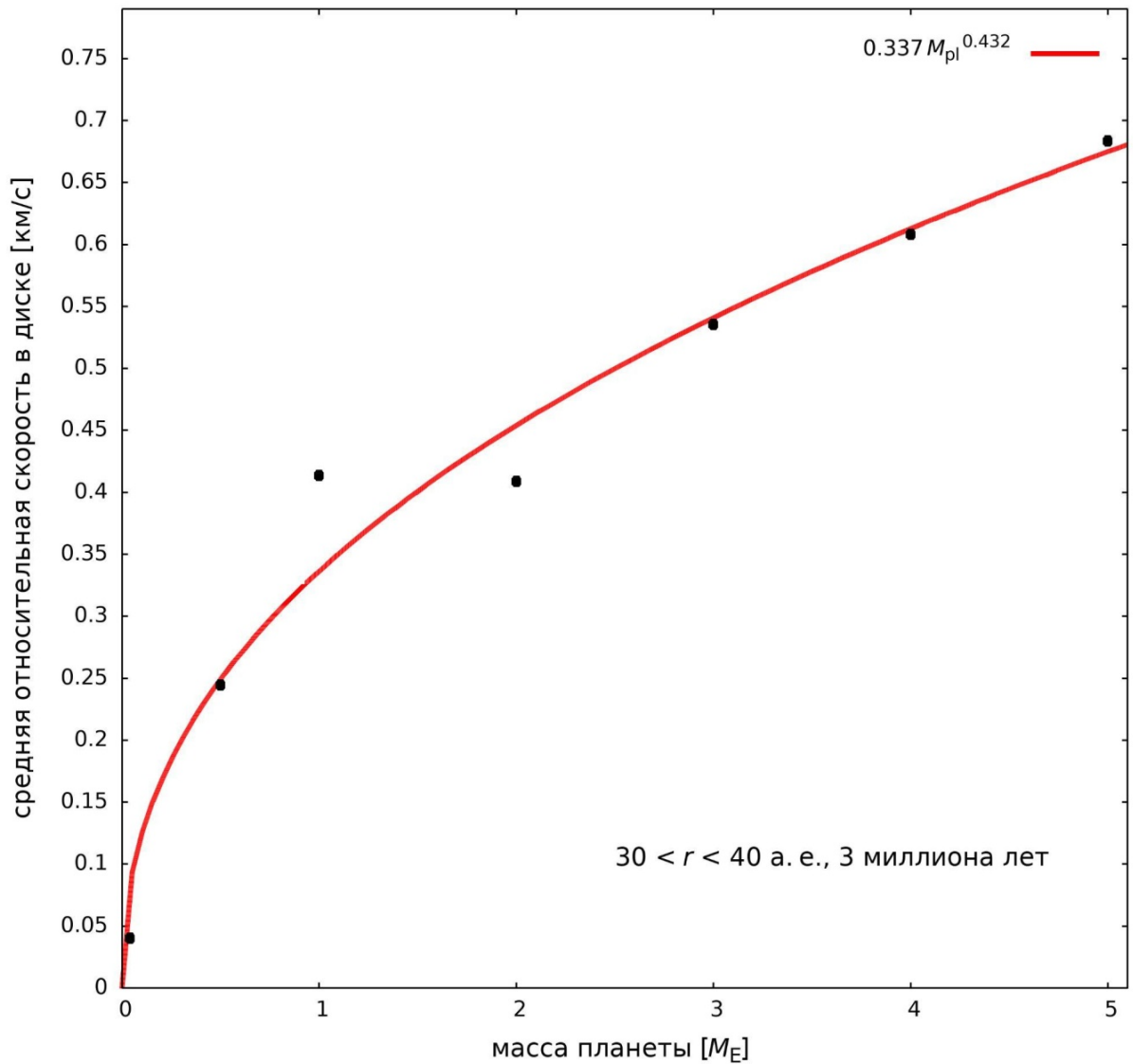


Рисунок 3.5 — Зависимость величины средней относительной скорости от массы планеты, мигрирующей в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет (красная линия). Скорость рассчитана для частиц, чьи орбиты пересекают область от 30 до 40 а. е. в диске.

Для планеты массой $0.5 M_E$ достигнутое расстояние составляет около 38 а. е. (рисунок 3.2), но само по себе глубокое проникновение не обеспечивает одинакового возбуждения всего пояса. Малая масса планеты и непродолжительное пребывание у внешнего края ограничивают воздействие на эту область. В результате профиль скорости также снижается наружу, как видно на верхней левой панели рисунка 3.6.

Усиление возмущений с массой планеты сопровождается и более заметным перераспределением вещества. На рисунках 3.3 и 3.4 расширяется диапазон больших полуосей и увеличивается число тел, рассеянных за пределы 30–40 а. е. на орбиты с высокими эксцентриситетами и наклонами. Соответствующее расширение

ние пространственного распределения прослеживается и на рисунке 3.6. Таким образом, рост скорости и изменение протяжённости пояса являются связанными результатами рассеяния.

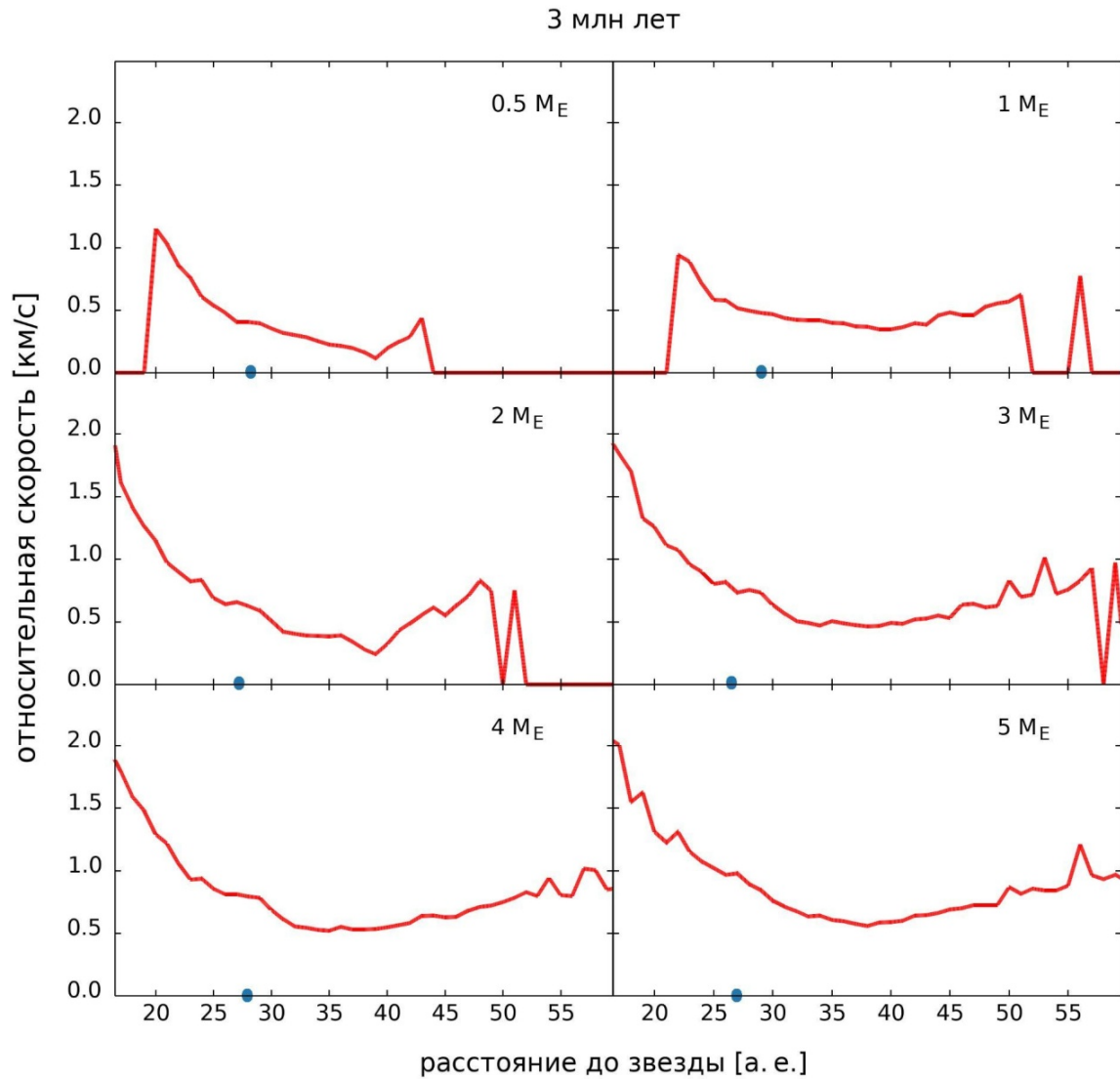


Рисунок 3.6 — Зависимость относительной скорости от расстояния при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Синяя точка показывает значение расстояния от планеты до звезды.

3.3.2 Относительные скорости планетезималей при миграции планеты на различных расстояниях от звезды

До сих пор сравнение относилось к поясу на расстояниях 30–40 а. е. Следующий этап переносит модель во внешние области системы. При неизменных массе и ширине пояса такой перенос одновременно уменьшает поверхностную плотность и кеплеровскую скорость, а также меняет пространственный масштаб взаимодействия планеты с планетезималами. Эти эффекты необходимо учитывать совместно, а не сводить различия только к орбитальным скоростям.

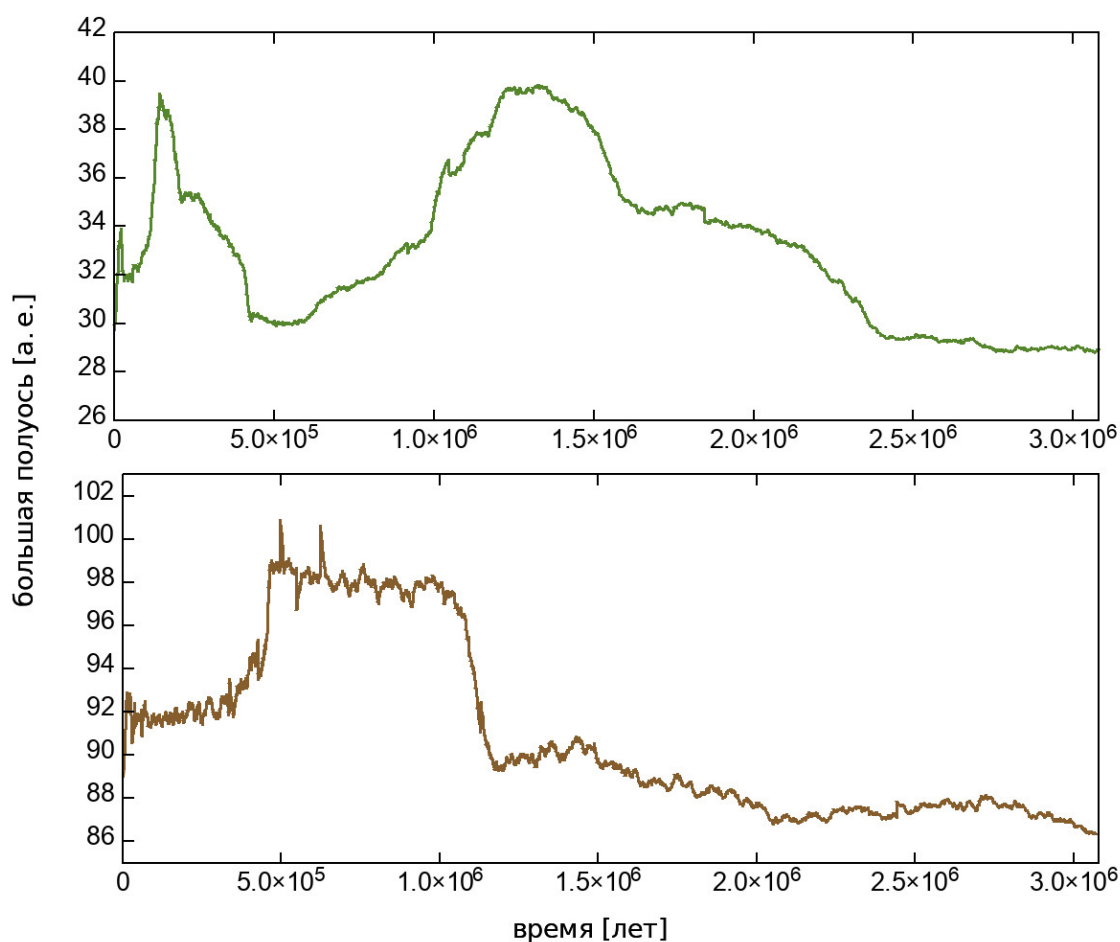


Рисунок 3.7 — Изменение большой полуоси планеты с массой $1 M_E$ в дисках, расположенных на 30–40 а. е. (верхняя панель) и 90–100 а. е. (нижняя панель) массой $40 M_E$.

Для проверки выбран пояс на 90–100 а. е.; остальные условия сохраняются такими же, как в базовой модели. Сопоставление этих двух вариантов позволя-

ет проследить влияние радиального положения диска при фиксированных массе планеты и общей массе планетезималей.

В обеих реализациях планета сначала движется в сторону внешнего края, затем разворачивается и за три миллиона лет возвращается к внутреннему (рисунок 3.7). Однако сходство общей последовательности не означает совпадения траекторий. В поясе на 30–40 а. е. происходят два глубоких прохождения, при каждом из которых планета достигает практически внешней границы.

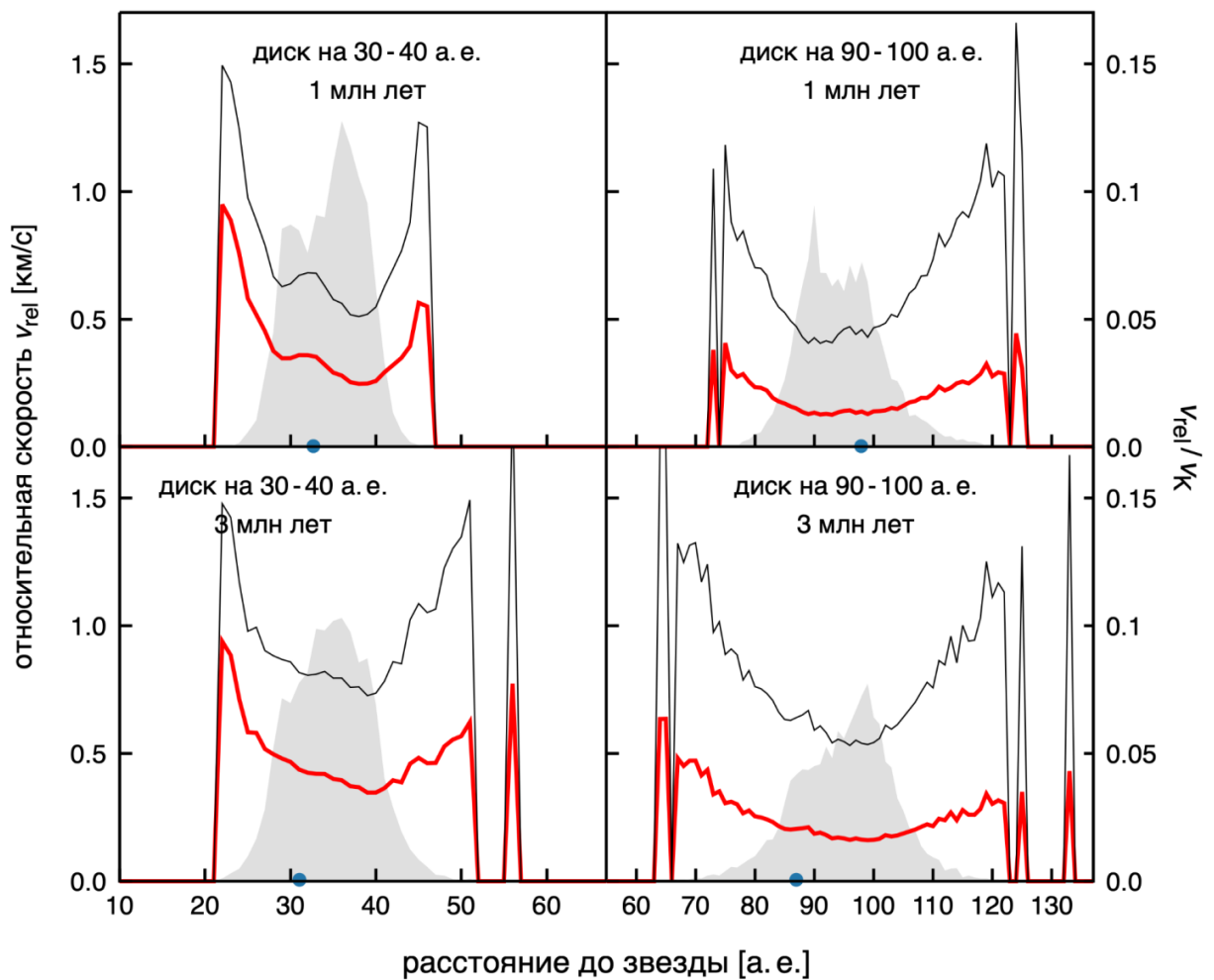


Рисунок 3.8 — Зависимость относительной скорости от расстояния (красные линии) при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках, расположенных на 30–40 а. е. (левые панели) и 90–100 а. е. (правые панели) массой $40 M_E$. Серые области относятся к распределению массы в диске.

Верхние панели относятся к одному миллиону лет, нижние – к трем миллионам лет. Черные линии относятся к величине $\frac{v_{\text{rel}}}{v_K} = \sqrt{\langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}$. Синие точки показывают расстояние от планеты до звезды.

Профили на рисунке 3.8 имеют сходную форму, но в поясе на 90–100 а. е. абсолютные скорости ниже, чем в поясе на 30–40 а. е. Согласно формуле (3.1), здесь следует различать два вклада: уменьшение кеплеровской скорости с расстоянием и различие безразмерной меры возбуждения $\frac{v_{\text{rel}}}{v_K} = \sqrt{\langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}$. Второй вклад зависит от предшествующего движения планеты; к поздней эпохе он также снижает скорость в более удалённом диске.

Для интерпретации различий прежде всего оценим скорость перемещения планеты на начальном этапе. Характерный масштаб миграции (fiducial migration rate) в формулировке [77], основанной на результатах [23, 95], имеет вид

$$\left| \frac{da}{dt} \right| \sim \frac{\Sigma}{M_*} \frac{a^3}{T} \quad (3.2)$$

Здесь Σ — поверхностная плотность диска у орбиты планеты, a — её большая полуось, T — орбитальный период, а M_* — масса звезды. Выражение задаёт верхнюю оценку при одностороннем рассеянии планетезималей, а не точный закон движения в эволюционирующем поясе.

При сохранении массы и радиальной ширины пояса имеем $\Sigma \sim a^{-1}$. Подстановка этого соотношения и кеплеровской зависимости $T \sim a^{\frac{3}{2}}$ даёт масштабирование

$$\left| \frac{da}{dt} \right| \sim a^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

В рамках принятых допущений начальный масштаб скорости миграции, следовательно, увеличивается с удалением пояса от звезды.

Такое поведение прослеживается при входе планеты в диск: в поясе на 90–100 а. е. скорость составляет 4.5×10^{-4} а. е./год, а на 30–40 а. е. — 2.3×10^{-4} а. е./год. Почти двукратное различие согласуется с оценкой (3.3). Оно относится к начальному этапу и не означает, что во внешнем поясе планета движется быстрее на протяжении всей эволюции.

После перестройки диска соотношение (3.3) уже недостаточно для описания отдельной траектории. Возбуждение и перераспределение тел изменяют соотношение потоков, рассеиваемых внутрь и наружу, а с ним — систематическую скорость и направление миграции [23]. Дополнительно возникают стохастические отклонения большой полуоси, обусловленные вариациями числа встреч и орбит

взаимодействующих тел [96]. Их величина зависит как от отношения массы планеты к массе отдельных планетезималей [77], так и от орбитального распределения, определяющего характер сближений [96]. Поэтому начальная оценка скорости не заменяет анализа времени, проведённого планетой в каждой области пояса.

Через 1 миллион лет суммарное время пребывания планеты в двух дисках оказывается близким. Рассчитанная по всей популяции величина $\frac{v_{\text{rel}}}{v_K} = \sqrt{\langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}$ в обоих случаях составляет примерно 0.02. К эпохе 3 миллиона лет эта близость исчезает: в поясе на 30–40 а. е. значение $\frac{v_{\text{rel}}}{v_K}$ становится выше, чем на 90–100 а. е. В первом варианте планета дольше остаётся в центральной, более населённой области и успевает возмутить больше тел. Во втором она возвращается к менее плотному внутреннему краю, а затем постепенно удаляется к звезде. Различие усиливается более коротким синодическим периодом ближнего пояса: за одинаковое время здесь возможно больше повторных встреч, быстрее накапливающих возмущения [97].

Массовые профили на рисунке 3.8 показывают ещё одно различие: пояс на 90–100 а. е. расширяется радиально заметнее, чем пояс на 30–40 а. е. При большем орбитальном масштабе сопоставимые изменения эксцентриситетов сопровождаются более значительными изменениями пространственного распределения и больших полуосей. Поэтому меньшая относительная скорость во внешнем диске может сочетаться с более выраженным радиальным перераспределением вещества.

Итак, в рассмотренной паре реализаций перенос пояса наружу уменьшает скорости планетезималей. Этот результат складывается из изменения кеплеровского масштаба скорости и различий истории взаимодействия; он не сводится к одной зависимости от расстояния.

3.3.3 Относительные скорости планетезималей при миграции планеты в дисках различных масс

Влияние массы пояса рассматривается для планеты массой $1 M_E$ в дисках массами 20 и $40 M_E$. На рисунке 3.9 обе траектории достигают примерно 35 а. е., после чего планеты возвращаются к внутренней границе к эпохе 1 миллион лет.

В более массивном диске начальная скорость миграции выше, и планета успевает войти в пояс дважды, тогда как в менее массивном происходит одно прохождение. При фиксированном числе численных объектов увеличение массы диска означает и увеличение массы каждого из них.

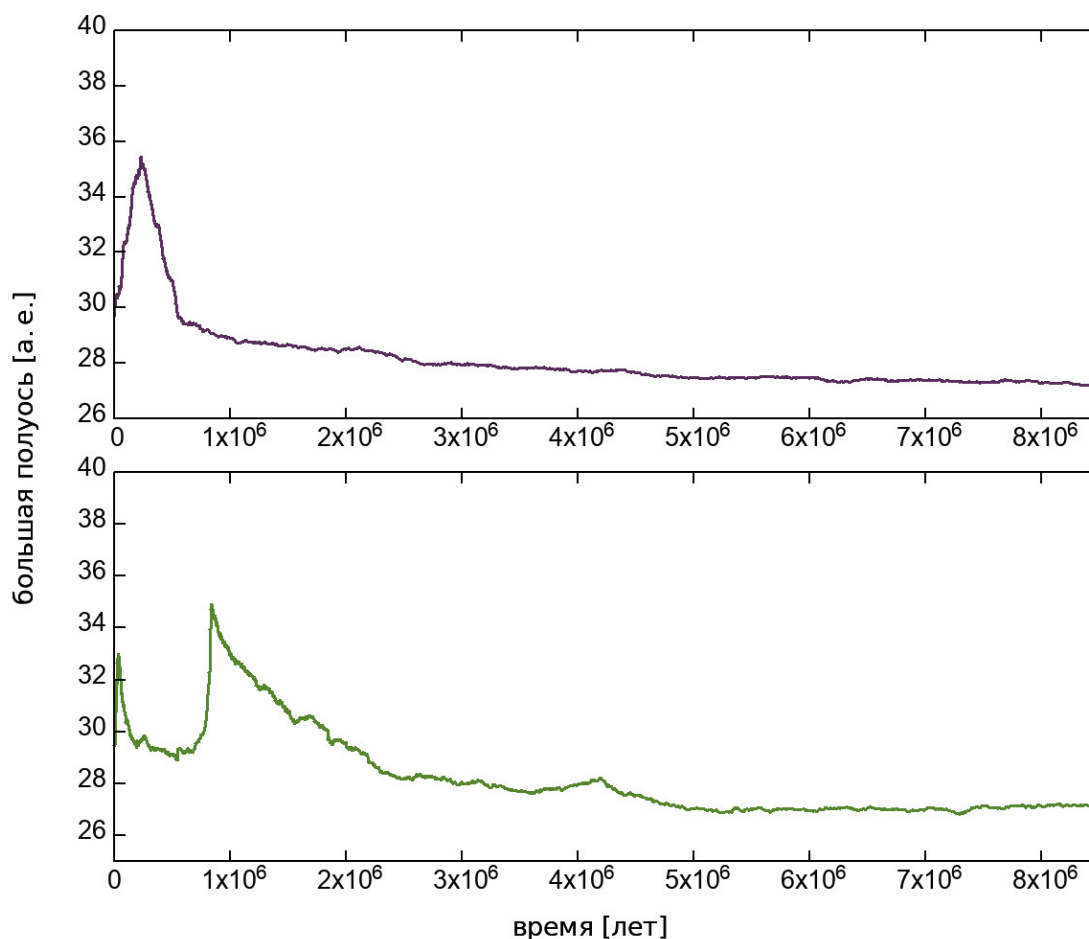


Рисунок 3.9 — Изменение большой полуоси планеты с массой $1 M_E$ в диске с массой $20 M_E$ (верхняя панель) и $40 M_E$ (нижняя панель).

Несмотря на разницу начальных скоростей миграции, поздние профили относительных скоростей оказываются близкими (рисунок 3.10). Существеннее оказывается продолжительность взаимодействия с конкретной областью: после достаточно длительного воздействия достигнутые скорости меняются слабо. Это видно и внутри одной реализации с диском массой $40 M_E$ (нижняя панель рисунка 3.9). Первое прохождение заканчивается возвратом планеты уже через 100 тысяч лет; скорости на эту эпоху ниже, чем через 1 миллион лет после последующего взаимодействия. Таким образом, близость поздних профилей в двух моделях не означает отсутствия влияния массы диска на саму миграцию.

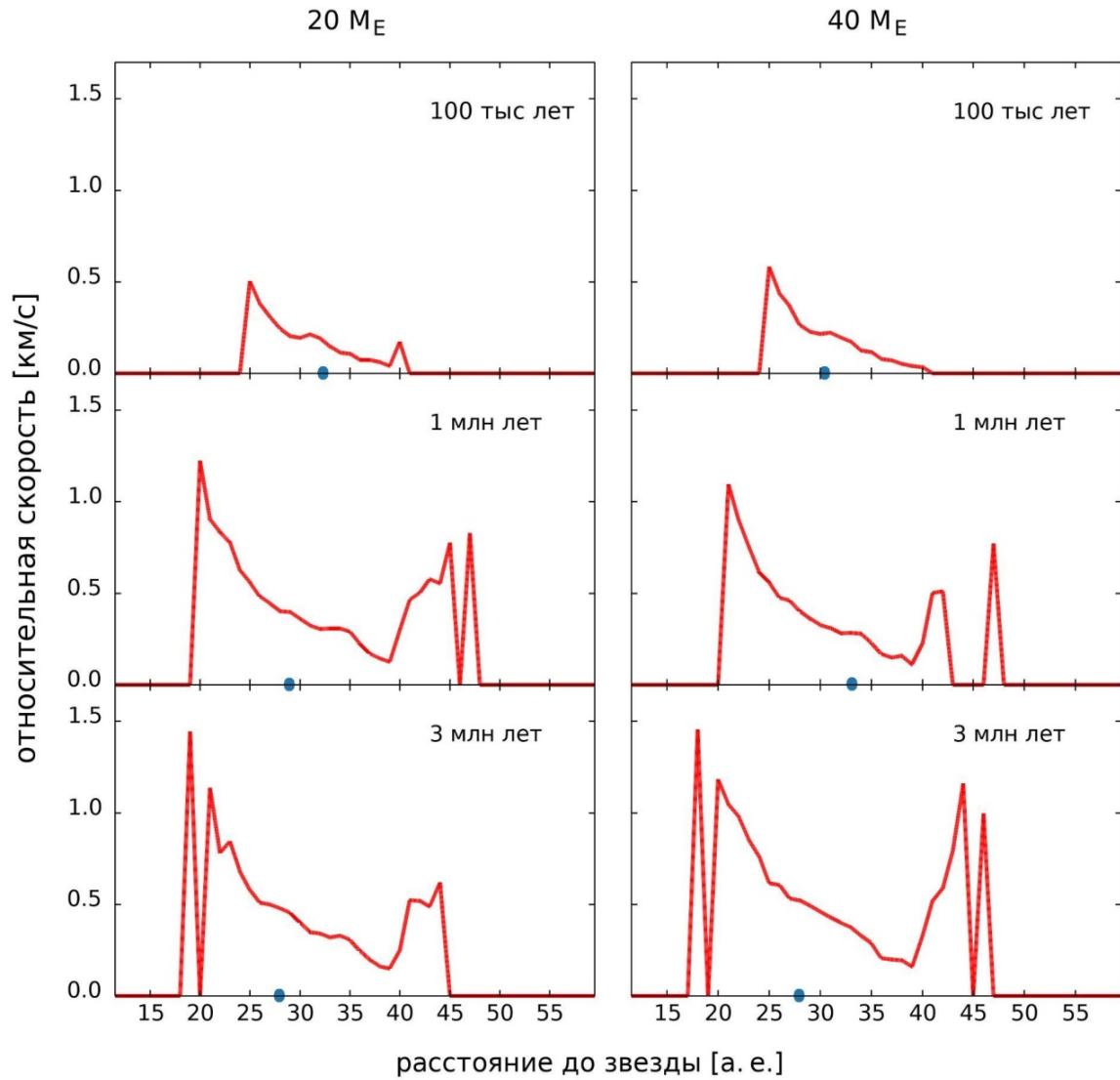


Рисунок 3.10 — Относительная скорость планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках массами 20 и $40 M_E$ (красная линия). Синие точки относятся к планете.

3.3.4 Относительные скорости при миграции планеты в дисках с различными начальными эксцентриситетами орбит планетезималей

Следующая серия проверяет чувствительность результата к исходному возбуждению пояса. В базовой модели эксцентриситеты равномерно распределены в диапазоне $(0, 0.01)$, то есть основная часть сближений первоначально относится к низкоскоростному режиму (shear-dominated regime) [14, 98]. Его условие запи-

сывается как $e < e_H$, где $e_H = \frac{R_H}{a}$ — эксцентриситет Хилла. Для планеты земной массы у звезды солнечной массы он приблизительно равен 0.01 [99, 100].

Физическим основанием для альтернативных начальных условий служит возможное предварительное самовозбуждение пояса. Взаимные гравитационные возмущения, особенно при наличии массивных тел, повышают эксцентриситеты и наклоны [101, 102, 9]. В расчётах самогравитирующих дисков из примерно 10^3 объектов с массами порядка массы Плутона [101, 102] среднеквадратичный эксцентриситет $e_{\text{rms}} = \sqrt{\langle e^2 \rangle}$ достигает около 0.02 за время порядка 1 миллиона лет. Это значение e_{rms} принимается здесь для дополнительной модели. При равномерном распределении на интервале $(0, e_{\text{max}})$ выполняется $e_{\text{rms}} = \frac{e_{\text{max}}}{\sqrt{3}}$, поэтому условию $e_{\text{rms}} = 0.02$ соответствует $e_{\text{max}} = 0.02\sqrt{3}$. В результате начальный диапазон задаётся как $(0, 0.02\sqrt{3})$, и большинство сближений сразу относится к высокоскоростному режиму (dispersion-dominated regime) [14, 98]. В этой постановке воспроизводится только начальный уровень возбуждения, а не дальнейшая самогравитационная эволюция диска.

Сопоставление траекторий планеты массой $1 M_E$ приведено на рисунке 3.11: верхняя панель соответствует начальному диапазону $(0, 0.01)$, нижняя — $(0, 0.02\sqrt{3})$. В обоих случаях планета дважды входит в пояс, хотя в первоначально более холодном диске проникает несколько дальше. После 1 миллиона лет она надолго задерживается у внутренней границы и продолжает рассеивать местные тела, изменяя профиль массы (серые области на рисунке 3.13). Общая последовательность этапов миграции, таким образом, сохраняется при изменении начальных эксцентриситетов.

Сходство поздних орбитальных распределений видно на рисунке 3.12. В первоначально холодном поясе тесные сближения быстро повышают эксцентриситеты, переводя взаимодействующие тела в высокоскоростной режим, который для диапазона $(0, 0.02\sqrt{3})$ задан с самого начала. Различия сохраняются прежде всего там, где истории прохождения планеты не совпадают. Через 1 миллион лет в модели с начальными эксцентриситетами $(0, 0.02\sqrt{3})$ ещё выделяется область, до которой планета не дошла. К эпохе 3 миллиона лет возбуждение охватывает оба пояса, причём в исходно более холодном варианте эксцентриситеты несколько выше. Планета дольше взаимодействует с центральной областью 34–36 а. е.; в альтернативном варианте значительную часть времени (около 3 миллионов лет) она проводит у внутреннего края на 30–32 а. е. Следовательно, различие позд-

них распределений связано с локализацией возмущений, а не только с исходным диапазоном $(0, 0.02\sqrt{3})$.

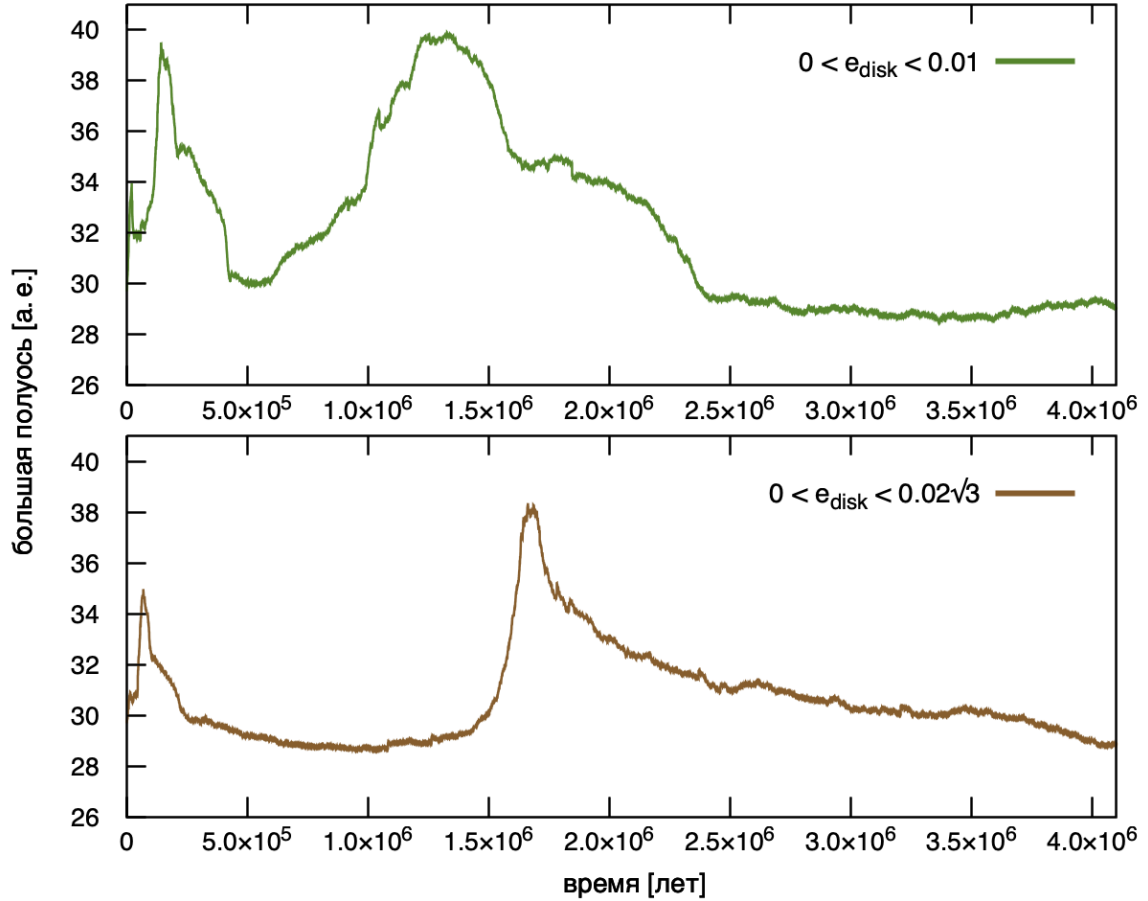


Рисунок 3.11 — Изменение большой полуоси орбиты планеты с массой $1 M_E$ в диске с начальными эксцентриситетами орбит планетезималей, распределенными в диапазоне $(0, 0.01)$ (верхняя панель) и $(0, 0.02\sqrt{3})$ (нижняя панель).

Профили скорости для планеты массой $1 M_E$ на рисунке 3.13 подтверждают эту интерпретацию. Их общий вид близок, а различия, как и на рисунке 3.12, следуют различиям траекторий. В диске с начальным диапазоном $(0, 0.01)$ более длительное пребывание планеты на 34–35 а. е. и у внешнего края повышает скорости примерно на 35–40 а. е. и сильнее сглаживает массовый профиль. При начальном диапазоне $(0, 0.02\sqrt{3})$ планета задерживается на 29–31 а. е., поэтому именно внутренняя часть пояса получает более сильные возмущения. Начальное возбуждение, таким образом, не исчезает из постановки задачи, но в рассмотренных реализациях поздний профиль в большей степени определяется накопленным воздействием планеты.

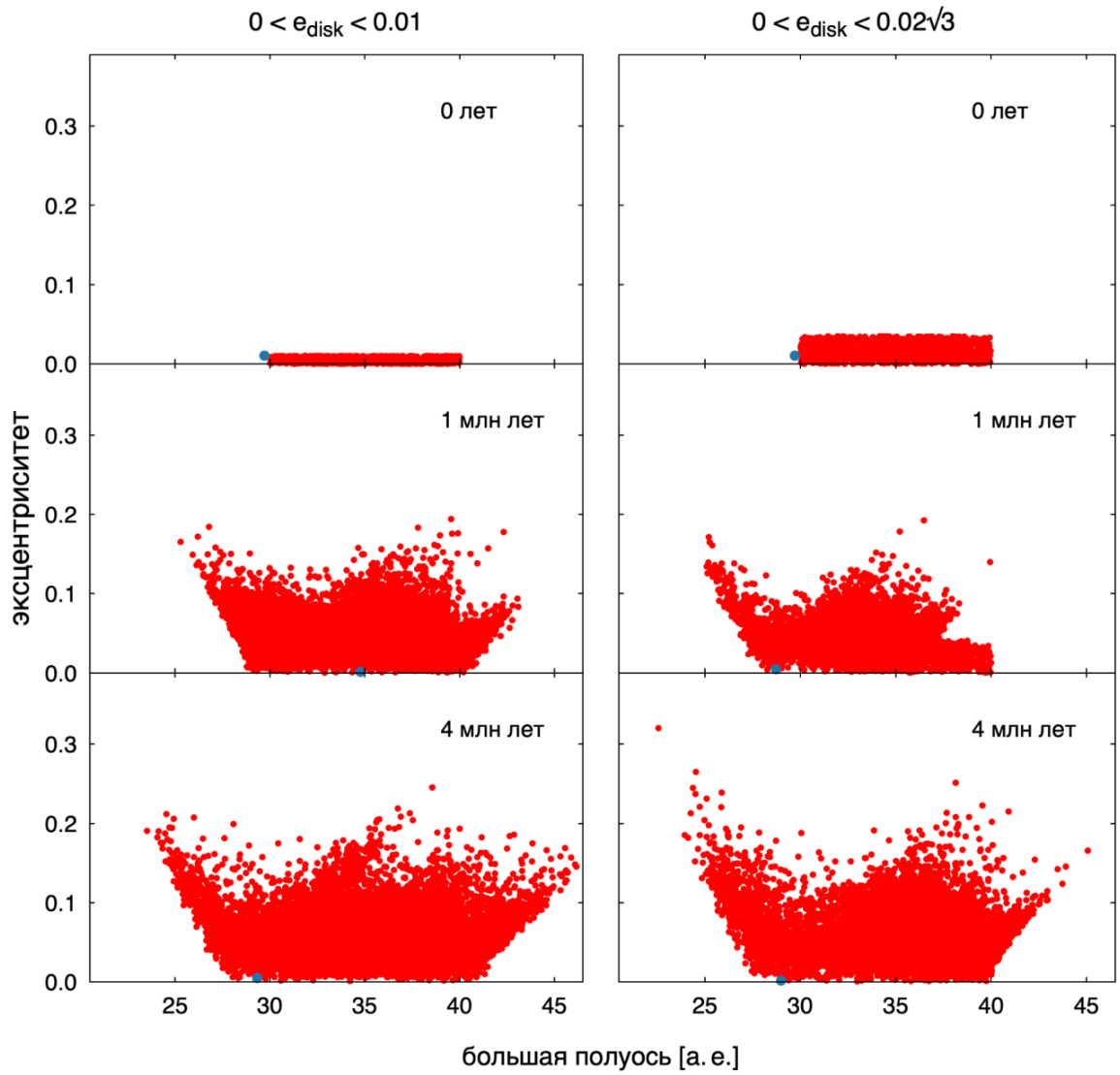


Рисунок 3.12 — Большие полуоси и эксцентриситеты орбит планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в диске с начальными эксцентриситетами, распределенными в диапазоне $(0, 0.01)$ (верхняя панель) и $(0, 0.02\sqrt{3})$ (нижняя панель).

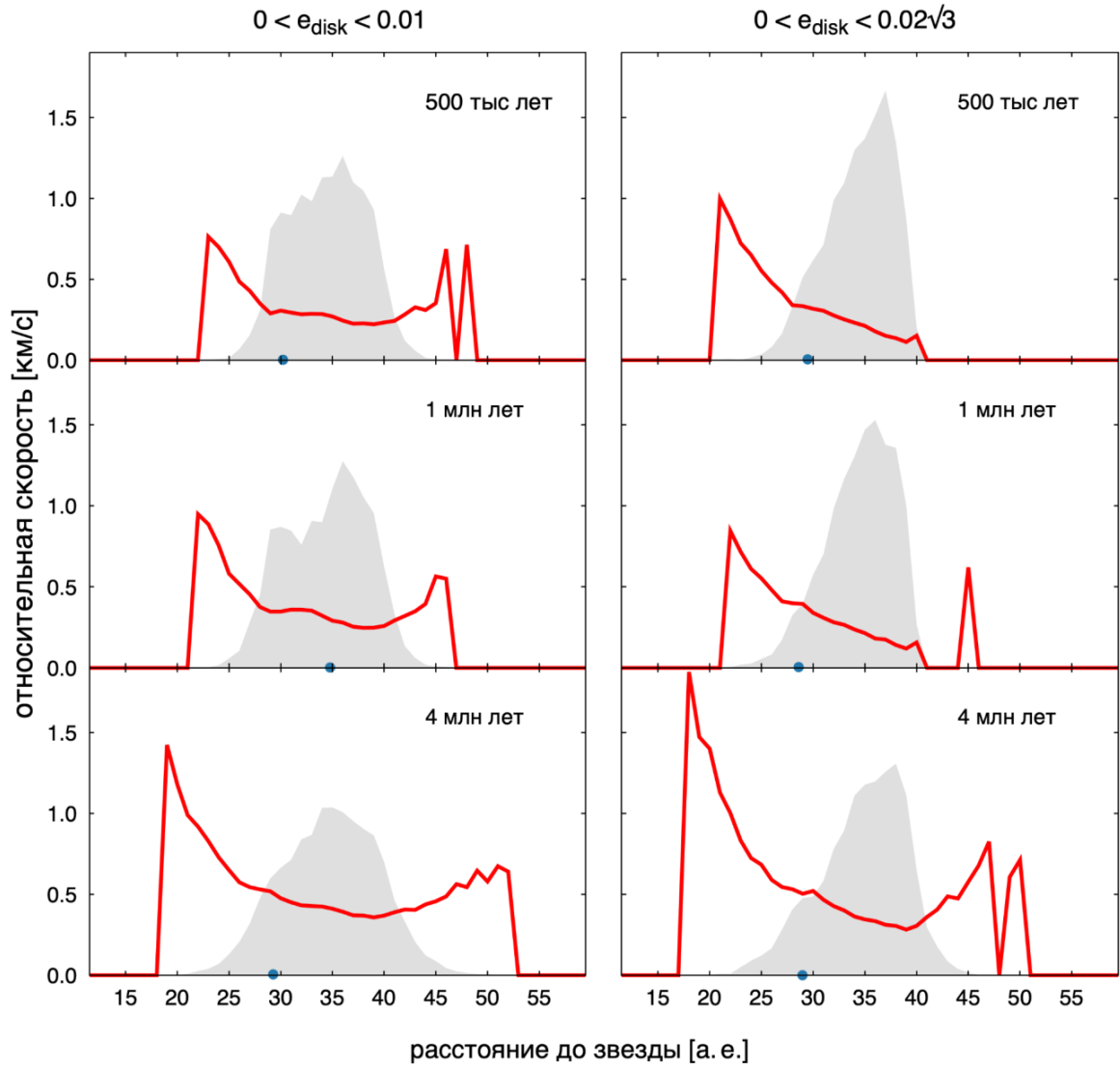


Рисунок 3.13 — Относительная скорость планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках с разными начальными распределениями эксцентриситетов орбит планетезималей (красная линия). Синие точки относятся к планете. Серые области относятся к распределению массы в диске.

3.3.5 Влияние дополнительной планеты на миграцию

В работе [87] рассматривалась миграция одиночной планеты в планетезимальном диске. Поскольку реальные планетные системы часто содержат несколько планет, в настоящем подпункте исследуется влияние второй планеты на миграцию в планетезимальном диске.

В дополнительной серии расчётов рассмотрены системы с двумя планетами массой $1 M_{\oplus}$ каждая и планетезимальным диском, первоначально расположенным на расстояниях 30–40 а. е. от звезды. Начальные большие полуоси орбит планет составляли $a_1 = 28,57$ а. е. и $a_2 = 26,82$ а. е., начальные эксцентриситеты обеих орбит — $e = 0,01$. Масса диска принимала значения 7,5, 10, 15, 20 и $40 M_{\oplus}$. Изменение больших полуосей обеих планет показано на рисунке 3.14.

Во всех представленных реализациях планета, первоначально расположенная ближе к внутреннему краю пояса, доходит до внешнего края диска, в том числе при массах диска 7,5 и $10 M_{\oplus}$. Траектории различаются временем первого вхождения планеты в диск и скоростью миграции. Таким образом, в рассмотренных моделях наличие дополнительной планеты способствует реализации миграции через планетезимальный пояс при сравнительно небольшой массе диска.

Расчёты прекращались при достижении мигрирующей планетой внешней границы диска.

В расчётах для одной планеты преобладали развороты во внутренней части пояса, тогда как в представленных расчётах с двумя планетами мигрирующая планета доходит до внешнего края диска во всех реализациях. При этом уровень динамического возбуждения диска качественно не отличается от однопланетного случая: значения относительных скоростей планетезималей близки. Отличие рассмотренных двухпланетных систем заключается в повышении эффективности миграции и возможности её реализации в меньших по массе дисках.

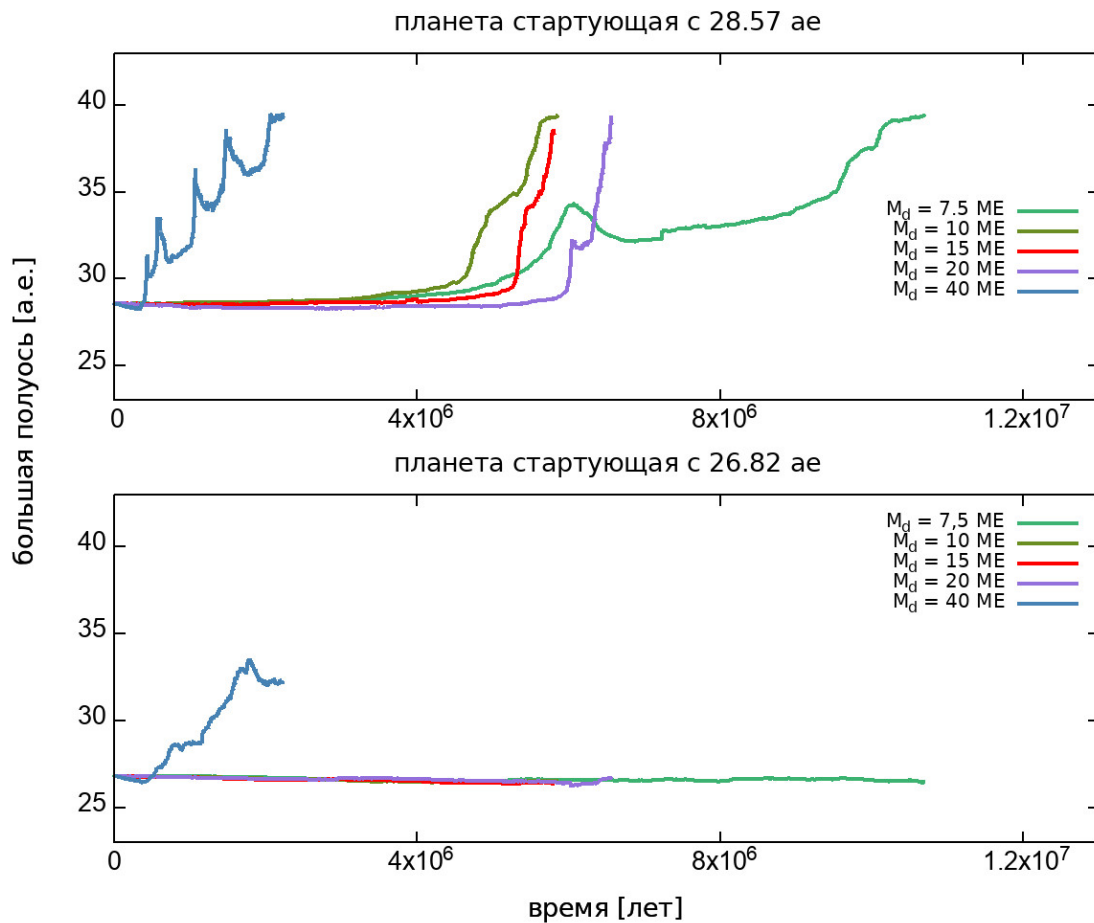


Рисунок 3.14 — Изменение больших полуосей орбит двух планет при взаимодействии с планетезимальным диском, первоначально расположенным на расстояниях 30–40 а. е. от звезды. Верхняя панель соответствует планете с начальной большой полуосью 28,57 а. е., нижняя — дополнительной планете с начальной большой полуосью 26,82 а. е. Цвета обозначают различные массы диска. Расчёты завершались при достижении мигрирующей планетой внешней границы диска.

3.4 Выводы по третьей главе

Параметрическое исследование позволяет отделить общие тенденции от особенностей отдельных историй миграции. В пределах рассмотренных моделей получены следующие результаты.

1. Увеличение массы планеты в среднем повышает относительные скорости планетезималей. Степенные аппроксимации для ранней и поздней эпох дают согласующиеся в пределах ошибок показатели, однако отклонения отдельных реализаций от тренда связаны с глубиной и продолжительностью

прохождения пояса. Масса планеты поэтому не является единственным параметром, определяющим достигнутое возбуждение.

2. При переносе пояса дальше от звезды сохраняется последовательность входа, разворота и возврата планеты к внутренней границе, но скорости планетезималей в рассмотренных реализациях уменьшаются. На результат влияют и снижение кеплеровской скорости, и различия времени взаимодействия с отдельными областями диска.
3. В рассмотренных моделях увеличение массы диска с 20 до $40 M_{\oplus}$ приводит к более быстрой начальной миграции планеты, но слабо влияет на относительные скорости планетезималей на поздних этапах. Эти скорости определяются главным образом временем, которое планета проводит в диске.
4. Повышение начальных эксцентриситетов до уровня, мотивированного расчётами самогравитирующих дисков, не меняет качественный сценарий миграции. В рассмотренных случаях поздние скорости определяются преимущественно планетными возмущениями. Этот вывод относится к выбору начальных условий, поскольку собственная гравитация планетезималей в данной модели не рассчитывается.
5. Основной эффект дополнительной планеты в рассмотренных моделях связан с увеличением эффективности миграции и возможностью её реализации в меньших по массе дисках. Во всех представленных двухпланетных реализациях мигрирующая планета доходит до внешнего края диска, в том числе при массах диска 7,5 и $10 M_{\oplus}$, тогда как в расчётах для одной планеты преобладали развороты во внутренней части пояса. Уровень динамического возбуждения диска качественно не отличается от однопланетного случая: значения относительных скоростей планетезималей близки.

В совокупности результаты расширяют условия применимости сценария, предложенного в работе [87]: возбуждение мигрирующей маломассивной планеты сохраняется при рассмотренных изменениях параметров. Это, однако, не доказывает его универсальность и не определяет непосредственно количество наблюдаемой пыли. Для такого перехода требуется связать полученные скорости с распределением размеров и физическими свойствами планетезималей. Эта задача рассматривается в главе 4 на примере диска HD 181327.

4 Столкновительная модель осколочного диска HD 181327 при динамическом возбуждении мигрирующей маломассивной планетой

Во второй и третьей главах рассмотрено динамическое возбуждение внешних планетезимальных дисков мигрирующей маломассивной планетой. Полученные относительные скорости характеризуют условия столкновений, но сами по себе не определяют количество наблюдаемой пыли и полную массу родительской популяции. В настоящей главе эти динамические характеристики используются при построении столкновительной модели диска HD 181327. Распределение тел по размерам нормируется по пылевой светимости, а критический размер столкновительно переработанной популяции определяется совместно с нормировкой распределения крупных тел.

4.1 Постановка задачи

Наблюдаемое излучение осколочных дисков обусловлено преимущественно мелкой пылью вторичного происхождения, которая непрерывно восполняется при разрушении более крупных планетезималей и развитии столкновительного каскада [103, 6, 7]. Для возникновения разрушительных столкновений необходимы достаточно высокие относительные скорости тел. Результаты динамических расчётов показывают, что миграция маломассивной планеты может обеспечивать такое возбуждение, причём его характер зависит от массы планеты и диска, расстояния пояса от звезды и начального состояния планетезималей [87, 40].

Диск HD 181327 выбран как молодой внешний пояс с возрастом системы около 18.5 млн лет и радиусом около 86 а. е. [50, 48]. Его положение близко

к области 90–100 а. е., исследованной в динамических расчётах третьей главы. Пространственно разрешённые наблюдения дают радиус и ширину пояса, необходимые для оценки пространственной концентрации тел и частоты столкновений.

Обнаружение вторичного СО и водяного льда мотивирует использование закона разрушения, ориентированного на ледяные малые тела [48, 50]. В отличие от базальной аппроксимации, используемой в ряде столкновительных моделей [21, 104], такое описание учитывает возможное сходство планетезималей холодных внешних поясов с богатыми льдом телами Солнечной системы. При этом наблюдения не определяют однозначно плотность и механические свойства родительских планетезималей.

Дополнительная неопределённость связана с распределением крупных тел, времена разрушения которых могут превышать возраст системы. Продолжение установившегося каскада до сотен километров поэтому не является обязательным [6, 7]. В расчётах формирования планетезималей возникает плавное экспоненциальное затухание распределения на больших массах [84, 105, 106]. Сходная форма описывает распределение холодных классических объектов пояса Койпера [85, 107]. Здесь она используется как рабочее описание крупных планетезималей с неопределённым характерным масштабом затухания.

Цель главы — оценить критический размер столкновительно переработанной популяции и полную массу диска HD 181327 при динамически мотивированных относительных скоростях. Исследуется чувствительность этих величин к плотности тел, нормировке прочностной составляющей закона разрушения и масштабу затухания распределения крупных тел. При вычислении частоты катастрофических столкновений учитывается полное выбранное распределение ударников вплоть до явно заданного максимального диаметра.

4.2 Столкновительная модель

4.2.1 Наблюдательные параметры HD 181327

Параметры, приведённые в таблице 4.1, используются для задания геометрии пояса, нормировки распределения размеров и расчёта частоты разрушительных столкновений. Под временем столкновений далее понимается характерное время катастрофического разрушения тела — величина, обратная частоте его столкновений с ударниками, способными вызвать такое разрушение.

Таблица 4.1 — Принятые параметры системы HD 181327

Параметр	Обозначение	Значение	Источник
Возраст системы	t_{age}	18.5 млн лет	[50]
Масса звезды	$M_{\star}$	$1.36 M_{\odot}$	[108]
Спектральный класс	—	F6	[50]
Относительная пылевая светимость	$f_d = L_{\text{IR}}/L_{\star}$	2×10^{-3}	[108, 48]
Радиус пояса	r	86.0 ± 0.4 а. е.	[48]
Ширина пояса	Δr	23.2 ± 1.0 а. е.	[48]

СО, обнаруженный с помощью ALMA, пространственно связан с пылевым поясом и, по-видимому, имеет вторичное происхождение. Оценка содержания СО и СО₂ в родительских телах согласуется с кометными значениями [48]. Наблюдения JWST/NIRSpec непосредственно выявили водяной лёд [50]. Поляризметрические наблюдения показывают сходство рассеяния света пылью HD 181327 и кометной пылью, но одновременно указывают на ограничения простых моделей состава и структуры частиц [109]. Эти данные обосновывают рассмотрение ледосодержащих тел, не задавая единственных значений их плотности и прочности.

4.2.2 Динамические параметры и объём пояса

Характерные относительные скорости задаются на основе расчётов, представленных в третьей главе [40]. В исходной динамической модели масса центральной звезды равна $M_{\star, \text{sim}} = 1 M_{\odot}$. Для внешнего диска 90–100 а. е. к моменту 3 млн лет средняя относительная скорость составляет около 170 м/с.

При переносе скорости с радиуса r_{sim} к поясу HD 181327 сохраняется безразмерный уровень возбуждения v_{rel}/v_K . Одновременно учитываются радиус и масса звезды:

$$v_{86}^{\text{HD}} = v_{\text{rel}}^{\text{sim}}(r_{\text{sim}}) \left[\frac{M_{\star, \text{HD}}}{M_{\star, \text{sim}}} \frac{r_{\text{sim}}}{86 \text{ а. е.}} \right]^{1/2}. \quad (4.1)$$

При $M_{\star, \text{HD}} = 1.36 M_{\odot}$ дополнительный множитель по сравнению с чисто радиальным масштабированием равен $\sqrt{1.36} \simeq 1.166$. Например, скорость 170 м/с при характерном радиусе 95 а. е. соответствует примерно 208 м/с у HD 181327.

В исходных динамических единицах аппроксимация, проведённая через начало координат, имела вид $I[^\circ] = (6.32 \pm 0.17) v_{86}^{\text{sim}} [\text{км/с}]$. После перехода к физической скорости у HD 181327 коэффициент уменьшается в $\sqrt{1.36}$ раза. В дальнейшем используются соотношения

$$\begin{aligned} I_{\text{eff}}(v_{\text{rel}}) &\simeq 5.42^\circ \left(\frac{v_{\text{rel}}}{1 \text{ км/с}} \right), \\ V(v_{\text{rel}}) &= 4\pi r^2 \Delta r \sin I_{\text{eff}}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

В тригонометрической функции наклонение выражается в радианах. Формула (4.2) даёт $I_{\text{eff}} \simeq 0.54^\circ$ при 100 м/с и 1.90° при 350 м/с. Диапазон 100–350 м/с используется как параметрическая сетка вокруг скоростей, мотивированных динамическими расчётами.

4.2.3 Столкновительное распределение и нормировка

Функция $n(D)$ задаёт число тел во всём поясе на единичный интервал диаметра: $dN = n(D) dD$. При постоянной плотности запись $n(D) \propto D^{2-3q}$ соответствует дифференциальному распределению масс $dN/dm \propto m^{-q}$. Таким образом, в этой главе q обозначает показатель распределения по массам, а показатель распределения по диаметрам обозначается p ; эти обозначения следует отличать от диаметрального показателя q в первой главе. Значение $q = 11/6$ даёт классическое самоподобное решение Dohnanyi [8].

Ниже критического диаметра D_{crit} принимается непрерывная двухветвевая аппроксимация

$$n_{\text{cas}}(D) = K_s \begin{cases} D^{-p_s}, & D \leq D_{\text{sg}}, \\ D_{\text{sg}}^{p_g - p_s} D^{-p_g}, & D > D_{\text{sg}}, \end{cases} \quad (4.3)$$

$$p_s = 3.70, \quad p_g = 3.10.$$

Здесь D_{sg} — диаметр равенства прочностного и гравитационного вкладов в закон разрушения. Используются $q_s = 1.90$ и $q_g = 1.70$, так что $p = 3q - 2$. Если $D_{\text{crit}} < D_{\text{sg}}$, столкновительная популяция целиком находится на прочностной ветви.

Нижняя граница распределения равна $D_{\text{min}} = 2$ мкм, что соответствует минимальному радиусу около 1 мкм. Это значение согласуется с моделированием теплового излучения HD 181327 [108] и оценкой $a_{\text{min}} = 1.00 \pm 0.18$ мкм в работе [110].

В приближении эффективного поглощения излучения полная площадь поперечных сечений пыли определяется по её относительной светимости. Нормировка K_s находится из условия

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi r^2 f_d = \int_{D_{\text{min}}}^{D_{\text{crit}}} \frac{\pi D^2}{4} n_{\text{cas}}(D) dD. \quad (4.4)$$

Площадь крупных тел выше D_{crit} в нормировку не включается: при принятом распределении её вклад остаётся пренебрежимо мал по сравнению с мелкой пылью.

4.2.4 Диапазон плотностей планетезималей

В каждом расчёте средняя плотность принимается постоянной во всём диапазоне размеров. Рассматриваются значения 0.3, 0.5, 1.0 и 1.5 г/см³. Состав и пористость отдельно не задаются: одна плотность может соответствовать разным сочетаниям этих свойств, а наблюдения HD 181327 не позволяют однозначно разделить их влияние.

Нижняя часть диапазона ориентирована на рыхлые ледяные малые тела. Для Аррокота обсуждаются плотности порядка 0.25–0.50 г/см³ [111]; геофизическая оценка составляет 0.235 г/см³ с широким интервалом 0.155–0.600 г/см³ на уровне 1σ [112]. Для ядра кометы 67P/Чурюмова–Герасименко по данным Rosetta получено 0.533 ± 0.006 г/см³ [51]. Более крупные объекты пояса Койпера дают ориентиры для верхней части диапазона: 0.82 ± 0.11 г/см³ для 2002 UX25 [113], $1.29^{+0.29}_{-0.23}$ г/см³ для Салации и $1.53^{+0.15}_{-0.13}$ г/см³ для Орка [114]. Эти значения задают диапазон чувствительности, но не означают одинаковой структуры всех планетезималей диска.

4.2.5 Энергия катастрофического разрушения и коэффициент прочности

Катастрофическим считается разрушение, после которого крупнейший остаток содержит приблизительно половину исходной массы мишени. Используется ледяная аппроксимация Benz и Asphaug [42], переведённая из записи по радиусу в запись по диаметру и дополненная независимым масштабированием прочностного вклада:

$$Q_D^*(D, v_{\text{rel}}) = \left[1204 f_{\text{str}} \left(\frac{D}{1 \text{ м}} \right)^{-0.45} + 82 \left(\frac{\rho}{1 \text{ г/см}^3} \right) \left(\frac{D}{1 \text{ км}} \right)^{1.19} \right] \times \left(\frac{v_{\text{rel}}}{0.5 \text{ км/с}} \right)^{0.8} \text{ Дж/кг.} \quad (4.5)$$

При $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $f_{\text{str}} = 1$ и скорости 0.5 км/с восстанавливается исходная нормировка для прочного льда. Коэффициенты 1204 и 82 получены при переходе от радиуса в сантиметрах в исходной формуле к диаметру в метрах и километрах. Показатель скоростного множителя 0.8 соответствует принятому модельному масштабированию, мотивированному работой Stewart и Leinhardt [115].

Безразмерный коэффициент f_{str} умножает только прочностную часть закона. Он описывает неопределённость механических свойств и не является непосредственно пористостью или долей твёрдого вещества. В модели Weak Ice прочностный вклад уменьшался в 50 раз [116], что соответствует $f_{\text{str}} = 0.02$. Основной диапазон принимается равным 0.02–0.3, базовое значение — 0.1, а $f_{\text{str}} = 1$ используется как контрольный случай.

Равенство двух слагаемых в квадратных скобках в формуле (4.5) даёт

$$D_{\text{sg}} = 773.2 \text{ м} \left[\frac{f_{\text{str}}}{\rho / (1 \text{ г/см}^3)} \right]^{1/1.64}. \quad (4.6)$$

Общий скоростной множитель сокращается, поэтому D_{sg} не зависит от скорости. Для локального закона $Q_D^* \propto D^a$ стационарный показатель в массовой нотации равен $q = (11 + a)/(6 + a)$ [41]. Показатели $a = -0.45$ и 1.19 дают соответственно $q \simeq 1.901$ и 1.695 , округляемые в формуле (4.3) до 1.90 и 1.70.

4.2.6 Разрушающие ударники и критический диаметр

При одинаковой плотности мишени и ударника минимальный диаметр тела, способного вызвать катастрофическое разрушение мишени диаметра D , определяется из отношения кинетической энергии ударника к массе мишени:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{D_{\text{cc}}}{D} \right)^3 v_{\text{rel}}^2 &= Q_D^*(D, v_{\text{rel}}), \\ D_{\text{cc}} &= D \left[\frac{2Q_D^*(D, v_{\text{rel}})}{v_{\text{rel}}^2} \right]^{1/3}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Ударники не ограничиваются активной частью каскада. Для мишени $D = D_{\text{crit}}$ используется полная функция $n(d)$ из формулы (4.11), а частота катастрофического разрушения вычисляется по всем ударникам от D_{cc} до D_{max} :

$$\frac{1}{t_{\text{coll}}(D_{\text{crit}})} = \frac{\pi v_{\text{rel}}}{4V} \int_{\max(D_{\text{min}}, D_{\text{cc}})}^{D_{\text{max}}} (D_{\text{crit}} + d)^2 n(d) dd, \quad (4.8)$$

$$t_{\text{coll}}(D_{\text{crit}}) = t_{\text{age}}.$$

Здесь D_{cc} вычисляется для мишени $D = D_{\text{crit}}$. Условия (4.4) и (4.8) решаются самосогласованно: распределение выше D_{crit} нормируется значением $n_{\text{cas}}(D_{\text{crit}})$ и поэтому тоже зависит от искомого критического диаметра. Гравитационное фокусирование не учитывается.

4.2.7 Распределение крупных планетезималей

Для тел выше D_{crit} принимается степенное распределение с экспоненциальным затуханием, мотивированное расчётами формирования планетезималей [84]. Кумулятивная функция имеет вид

$$N_L(> m) = A \left(\frac{m}{M_{\text{exp}}} \right)^{-\alpha_{\text{SI}}} \exp \left[- \left(\frac{m}{M_{\text{exp}}} \right)^{\beta_{\text{SI}}} \right], \quad (4.9)$$

$$m = \frac{\pi}{6} \rho D^3.$$

Наблюдательное основание этой формы даёт распределение холодной классической популяции пояса Койпера [85], для которого функция такого типа переведена в распределение по абсолютной звёздной величине. Данные охватывают примерно 20–400 км. В рассматриваемой серии приняты $\alpha_{\text{SI}} = 0.66$ и $\beta_{\text{SI}} = 0.42$. Степенная часть дифференциального распределения по диаметрам тогда имеет показатель $1 + 3\alpha_{\text{SI}} = 2.98 \simeq 3$.

Характерный диаметр D_B определяется равенством $M_{\text{exp}} = (\pi/6)\rho D_B^3$. В базовой серии непосредственно фиксируется $D_B = 76$ км для всех плотностей. Для соединения с каскадом вводится безразмерная форма

$$\begin{aligned}\psi(D) &= \left(\frac{D}{D_B}\right)^{-1-3\alpha_{\text{SI}}} [\alpha_{\text{SI}} + \beta_{\text{SI}}x(D)] e^{-x(D)}, \\ x(D) &= \left(\frac{D}{D_B}\right)^{3\beta_{\text{SI}}}.\end{aligned}\tag{4.10}$$

Полная функция размеров записывается как

$$n(D) = \begin{cases} n_{\text{cas}}(D), & D \leq D_{\text{crit}}, \\ n_{\text{cas}}(D_{\text{crit}}) \frac{\psi(D)}{\psi(D_{\text{crit}})}, & D_{\text{crit}} < D \leq D_{\text{max}}. \end{cases}\tag{4.11}$$

Верхняя граница задаётся явно: $D_{\text{max}} = 400$ км. Она совпадает с верхней частью диапазона, охваченного наблюдательным распределением холодных классических объектов. При этом экспоненциальное затухание уже сильно подавляет хвост: в контрольных проверках увеличение D_{max} от 400 до 1000 км меняет найденный D_{crit} не более чем примерно на 0.0011%, а M_{tot} — примерно на 0.08%. Выбранный предел практически не определяет результаты, но делает диапазон ударников и массу популяции явно конечными.

4.2.8 Массы двух популяций и расчётная сетка

Масса тела диаметра D равна $\pi\rho D^3/6$. Массы столкновительной и крупно-размерной популяций вычисляются отдельно:

$$\begin{aligned}M_{\text{cas}} &= \frac{\pi\rho}{6} \int_{D_{\text{min}}}^{D_{\text{crit}}} D^3 n_{\text{cas}}(D) dD, \\ M_L &= \frac{\pi\rho}{6} \int_{D_{\text{crit}}}^{D_{\text{max}}} D^3 n(D) dD, \\ M_{\text{tot}} &= M_{\text{cas}} + M_L.\end{aligned}\tag{4.12}$$

Вычисления проводятся в единицах СИ; массы выражаются в единицах массы Земли, $M_{\oplus} = 5.9722 \times 10^{24}$ кг. Расчёт охватывает 16 сочетаний плотности и f_{str} и 251 значение скорости с шагом 1 м/с.

4.3 Результаты расчётов

4.3.1 Критический размер

На рисунке 4.1 показана зависимость D_{crit} от относительной скорости для четырёх плотностей и четырёх значений f_{str} . Во всей сетке критические диаметры изменяются от 29.0 до 1291.7 м; в основном диапазоне $f_{\text{str}} = 0.02$ –0.3 — от 128.8 до 1291.7 м. При фиксированных ρ и f_{str} критический диаметр возрастает с увеличением скорости.

Для $\rho = 1$ г/см³ переходные диаметры D_{sg} равны 71.2, 189.9, 371.1 и 773.2 м при $f_{\text{str}} = 0.02, 0.1, 0.3$ и 1 соответственно. При $f_{\text{str}} = 0.02$ и 0.1 критическая граница находится на гравитационной ветви во всём диапазоне скоростей. При $f_{\text{str}} = 0.3$ она пересекает D_{sg} около 224–225 м/с, а при $f_{\text{str}} = 1$ остаётся на прочностной ветви во всей сетке.

Включение крупных ударников повышает частоту разрушения при заданном D . Поэтому условие $t_{\text{coll}} = t_{\text{age}}$ достигается при большем D_{crit} , чем при интегрировании только до D_{crit} . Доля ударников с $d > D_{\text{crit}}$ в полной частоте катастрофических столкновений составляет примерно 1.7–11.0% в основном диапазоне прочности и достигает 26.9% в контрольной серии $f_{\text{str}} = 1$.

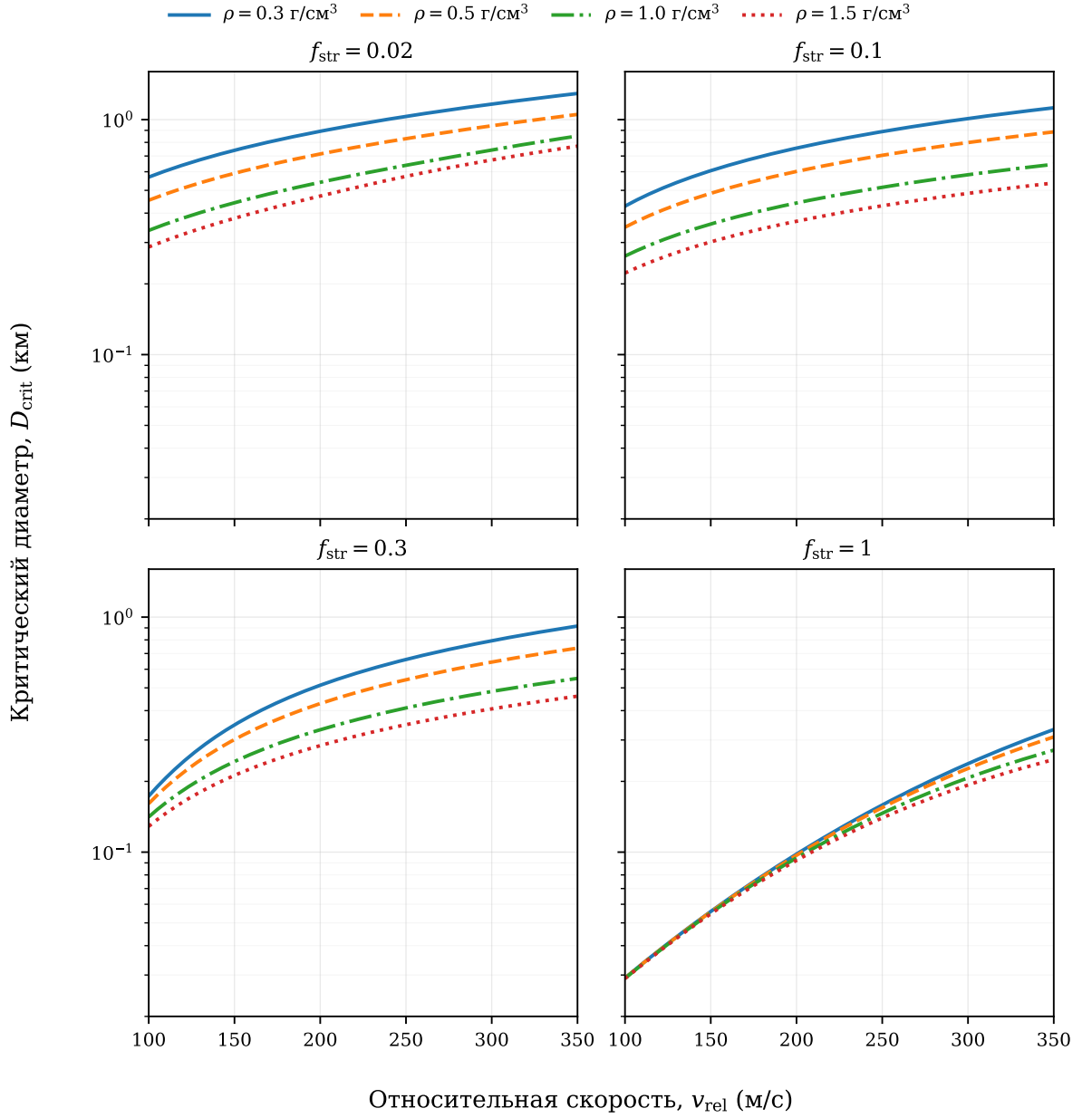


Рисунок 4.1 — Критический диаметр в зависимости от относительной скорости. В условии разрушения учитываются ударники от D_{cc} до $D_{max} = 400$ км по полной функции $n(D)$. Диаметр на графике выражен в километрах; вертикальная шкала логарифмическая.

4.3.2 Полная масса и масса столкновительной популяции

На рисунке 4.2 приведена полная масса для той же расчётной сетки. Для основной серии $f_{str} = 0.02, 0.1$ и 0.3 получены массы $10.95\text{--}300.54 M_{\oplus}$; при $f_{str} = 1$ — $20.30\text{--}584.44 M_{\oplus}$. Масса столкновительно переработанной части существенно меньше и по всей сетке составляет $0.091\text{--}2.344 M_{\oplus}$.

Например, при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $f_{\text{str}} = 0.1$ и $v_{\text{rel}} = 200 \text{ м/с}$ получены $D_{\text{crit}} = 441.94 \text{ м}$, $M_{\text{cas}} = 0.737 M_{\oplus}$ и $M_L = 90.58 M_{\oplus}$, так что $M_{\text{tot}} = 91.31 M_{\oplus}$. В этом случае тела крупнее D_{crit} дают 4.77% полной частоты катастрофических столкновений критических мишеней. Значения на концах интервала скоростей приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 — Критические диаметры и полные массы на концах интервала скоростей при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $D_B = 76 \text{ км}$ и $D_{\text{max}} = 400 \text{ км}$

f_{str}	$D_{\text{sg}}, \text{ м}$	$D_{\text{crit}}, \text{ м}$		$M_{\text{tot}}/M_{\oplus}$	
		100 м/с	350 м/с	100 м/с	350 м/с
0.02	71.2	337.7	851.4	169.49	151.94
0.10	189.9	262.6	645.4	97.13	87.32
0.30	371.1	141.2	548.5	124.85	59.75
1.00	773.2	29.0	271.6	388.89	78.16

4.3.3 Зависимость полной массы от прочности и скорости

При фиксированных скорости и плотности зависимость M_{tot} от f_{str} немонотонна. Для $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ и 100 м/с наименьшая масса среди четырёх рассмотренных значений получается при $f_{\text{str}} = 0.1$, а для 350 м/с — при $f_{\text{str}} = 0.3$. Положение минимума зависит от скорости и плотности: значения 0.1–0.3 характеризуют минимум на принятой дискретной сетке, а не универсальный оптимум прочности.

Зависимость от скорости усиливается при переходе к более прочным телам. При $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ рост скорости от 100 до 350 м/с уменьшает M_{tot} на 10.4% при $f_{\text{str}} = 0.02$, на 10.1% при 0.1, на 52.1% при 0.3 и в 4.98 раза при $f_{\text{str}} = 1$.

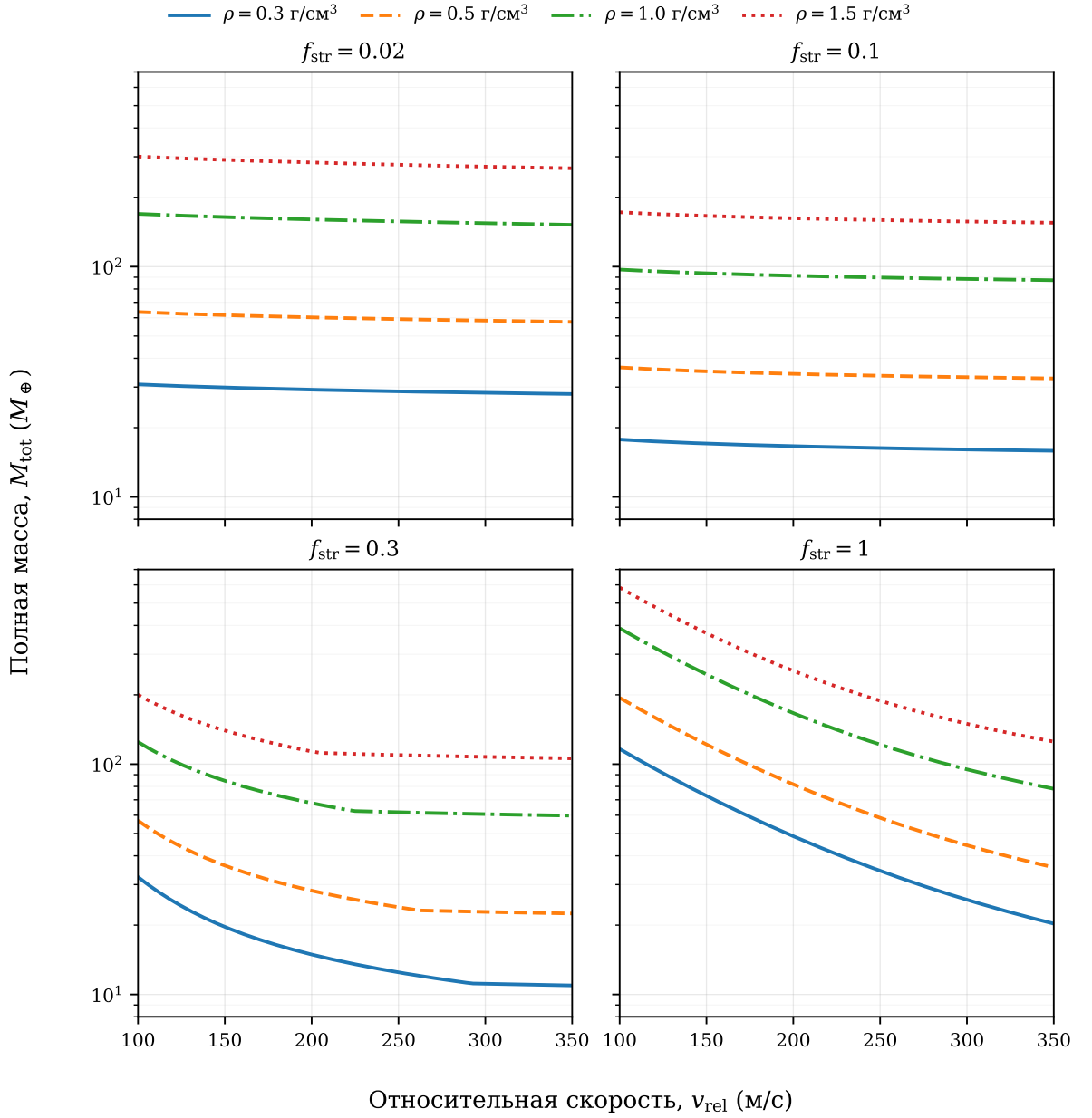


Рисунок 4.2 — Полная масса диска планетезималей в зависимости от относительной скорости для четырёх плотностей и четырёх значений f_{str} . Приняты $D_B = 76 \text{ км}$ и $D_{\text{max}} = 400 \text{ км}$. Вертикальная шкала логарифмическая.

4.3.4 Чувствительность к масштабу затухания

После включения ударников выше D_{crit} параметр D_B влияет не только на массу крупных тел, но и, хотя слабо, на сам критический диаметр. В таблице 4.3 показаны три варианта при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $f_{\text{str}} = 0.1$ и $v_{\text{rel}} = 200 \text{ м/с}$.

При изменении D_B от 50 до 150 км критический диаметр меняется менее чем на 0.6%, тогда как полная масса возрастает почти в 2.9 раза. Вклад крупных

Таблица 4.3 — Влияние характерного диаметра экспоненциального затухания при $\alpha_{\text{SI}} = 0.66$, $\beta_{\text{SI}} = 0.42$ и $D_{\text{max}} = 400$ км

D_B , км	D_{crit} , м	$M_{\text{cas}}/M_{\oplus}$	$M_L/M_{\oplus}$	$M_{\text{tot}}/M_{\oplus}$
50	441.00	0.736	59.06	59.80
76	441.94	0.737	90.58	91.31
150	443.43	0.738	171.98	172.72

ударников делает D_{crit} зависимым от формы первичного распределения, но основная чувствительность к D_B по-прежнему проявляется через массу ненаблюдаемой крупноразмерной популяции.

4.4 Обсуждение результатов и ограничения модели

4.4.1 Влияние точки соединения на полную массу

В исследуемой серии $D_{\text{crit}} \ll D_B$, поэтому вблизи соединения крупноразмерное распределение близко к D^{-p_L} с $p_L = 1 + 3\alpha_{\text{SI}} = 2.98$. Если нормировать его значением $n_{\text{crit}} = n_{\text{cas}}(D_{\text{crit}})$, то при фиксированных параметрах формы ведущая зависимость массы крупных тел имеет вид

$$M_L \propto \rho n_{\text{crit}} D_{\text{crit}}^{p_L} D_B^{4-p_L}. \quad (4.13)$$

Из формул (4.3) и (4.13) следуют два предельных выражения:

$$M_L \propto \rho K_s D_B^{1.02} \begin{cases} D_{\text{crit}}^{-0.72}, & D_{\text{crit}} < D_{\text{sg}}, \\ D_{\text{sg}}^{-0.60} D_{\text{crit}}^{-0.12}, & D_{\text{crit}} > D_{\text{sg}}. \end{cases} \quad (4.14)$$

Эти соотношения объясняют, почему важны одновременно положение границы и нормировка соответствующей ветви. При малых f_{str} граница лежит на гравитационной ветви, где зависимость от D_{crit} слабая. При увеличении прочности она переходит на более крутую прочностную ветвь, и уменьшение D_{crit} значительно

сильнее повышает нормировку крупных тел. Поэтому зависимость массы от f_{str} оказывается немонотонной.

По той же причине масса сильнее зависит от скорости, когда граница находится на прочностной ветви. Из формул (4.5) и (4.7) при фиксированном размере следует $D_{\text{cc}}/D \propto v_{\text{rel}}^{-0.4}$. С ростом скорости разрушение становится возможным более многочисленными малыми ударниками, а D_{crit} увеличивается. На прочностной ветви это заметно снижает нормировку крупных тел и их массу.

4.4.2 Вклад крупных ударников

Полный интеграл в формуле (4.8) устраняет искусственный верхний предел $d = D_{\text{crit}}$ для ударников. Его влияние зависит от положения D_{crit} относительно D_{sg} и от нормировки распределения крупных тел. В основной серии вклад $d > D_{\text{crit}}$ обычно составляет несколько процентов полной частоты разрушения, а в контрольной серии достигает примерно 27%. Поэтому учёт крупных ударников особенно существенен для малых D_{crit} и больших f_{str} .

Изменение D_B , α_{SI} , β_{SI} или D_{max} в общем случае меняет не только M_L , но и решение уравнения $t_{\text{coll}} = t_{\text{age}}$. Для выбранного экспоненциального затухания зависимость от D_{max} после 400 км практически насыщается, тогда как зависимость от D_B остаётся важной для полной массы.

4.4.3 Обоснование распределения и пределы экстраполяции

Степенной закон с экспоненциальным затуханием используется как мотивированная рабочая форма, а не как доказательство образования планетезималей HD 181327 посредством неустойчивости совместного движения газа и твёрдых частиц (streaming instability). Экспоненциальное затухание возникает в нескольких независимых расчётах формирования планетезималей, однако показатели и характерный масштаб не универсальны [84, 105, 117, 106]. Наиболее непосред-

ственным наблюдательным аргументом остаётся согласие выбранной формы с распределениями холодных объектов пояса Койпера [85, 107].

Наблюдательные ограничения на наклон относятся к размерам, существенно превышающим часть полученных D_{crit} . Если реальное исходное распределение меняет наклон между километровыми телами и границей каскада, нормировка всей крупноразмерной популяции по формуле (4.11) также изменится. Это остаётся одним из главных источников неопределённости восстановленной полной массы.

4.4.4 Плотность, прочность и связь с динамическими расчётами

Плотность влияет на массу напрямую, через массу отдельного тела, и косвенно — через гравитационный вклад в Q_D^* , переходный размер и положение D_{crit} . Поэтому кривые для разных плотностей не получаются простым умножением одной массы на ρ . В то же время f_{str} не следует однозначно переводить в пористость: различия в строении и механизме поглощения ударной энергии делают такой перевод модельно зависимым.

Постоянная плотность во всём диапазоне размеров является упрощением. Свойства частиц, определяющих рассеянный свет и тепловое излучение, могут отличаться от свойств крупных родительских тел. Поляриметрия HD 181327 показывает, что простые смеси силикатов, углерода, водяного льда и пустот не воспроизводят одновременно все наблюдаемые свойства рассеяния [109]. Эти данные ограничивают описание пыли, но непосредственно не определяют плотность и Q_D^* метровых и километровых планетезималей.

Коррекция массы звезды в формуле (4.1) является кинематическим переносом характерной скорости при сохранении v_{rel}/v_K . Она не заменяет новый динамический расчёт HD 181327 с массой звезды $1.36 M_{\odot}$, поскольку изменение звёздной массы одновременно меняет отношения масс планеты и диска к массе звезды. Найденные скорости следует рассматривать как физически согласован-

ное масштабирование исходных результатов, а не как полностью пересчитанную динамику системы.

Время действия каскада может быть меньше возраста звезды, если разрушительные столкновения начались после рассеяния газа или после запаздывающего возбуждения. Поэтому $t_{\text{age}} = 18.5$ млн лет используется как принятое время переработки, а не как независимо измеренная длительность каскада.

4.4.5 Неопределённость полной массы

Значения M_{tot} определяются не только наблюдаемой пылевой светимостью, но и формой продолжения выше D_{crit} , масштабом D_B , плотностью и законом разрушения. Рассмотренный диапазон масс следует понимать как условный результат этих предположений. Учёт ударников до D_{max} согласует расчёт разрушения критических мишеней с распределением, по которому определяется масса крупных тел. Однако сама экстраполяция первичного распределения к субкилометровым размерам остаётся существенной неопределённостью.

4.5 Выводы по четвёртой главе

Построена столкновительная модель HD 181327, связывающая динамически мотивированные относительные скорости с наблюдаемой пылевой светимостью и полной массой родительского пояса. Основные результаты состоят в следующем.

1. Плотность тел принята постоянной в каждом расчёте и варьируется от 0.3 до 1.5 г/см³ независимо от коэффициента прочности. Рассмотрены основные значения $f_{\text{str}} = 0.02, 0.1$ и 0.3 и контрольное значение 1.
2. Столкновительный каскад непрерывно соединён с дифференциальным распределением, полученным из кумулятивного степенного закона с экспоненциальным затуханием. В базовой серии $\alpha_{\text{SI}} = 0.66$, $\beta_{\text{SI}} = 0.42$, $D_B = 76$ км и $D_{\text{max}} = 400$ км.

3. Частота катастрофического разрушения вычисляется по всем ударникам от D_{cc} до D_{max} . Крупные тела выше D_{crit} дают до 11% частоты разрушения критических мишеней в основной серии и до 27% в контрольной. Критический диаметр определяется самосогласованно с нормировкой полного распределения.
4. При переносе скоростей к HD 181327 учтены одновременно радиус пояса и изменение массы звезды от 1 до $1.36 M_{\odot}$. Коэффициент связи наклона со скоростью изменяется с 6.32 до 5.42 град/(км/с). Такое масштабирование не заменяет отдельного динамического расчёта системы.
5. При скоростях 100–350 м/с и времени переработки 18.5 млн лет критические диаметры составляют 29–1292 м, а масса активного каскада — 0.091–2.344 $M_{\oplus}$. Полная масса равна 10.9–300.5 $M_{\oplus}$ в основном диапазоне прочности и 20.3–584.4 $M_{\oplus}$ в контрольных случаях.
6. Немонотонность зависимости полной массы от f_{str} объясняется переходом точки соединения между гравитационной и прочностной ветвями. Масштаб затухания D_B и экстраполяция распределения крупных тел к субкилометровым размерам остаются основными источниками неопределённости полной массы.

Заключение

В диссертационной работе исследовано динамическое взаимодействие маломассивных планет с внешними планетезимальными дисками и разработана столкновительная модель осколочного диска, учитывающая динамическое состояние планетезимальной популяции. На основании проведённых численных и аналитических расчётов получены следующие основные результаты.

1. Показано, что маломассивная планета, первоначально расположенная у внутреннего края внешнего планетезимального диска, может мигрировать в планетезимальном диске вследствие гравитационного взаимодействия с планетезималями. В рассмотренных моделях миграция планеты может сопровождаться изменением направления движения и возвращением к внутреннему краю диска; в отдельных случаях планета совершает повторные входы в диск. Прохождение планеты через диск приводит к динамическому возбуждению планетезимальной популяции, сопровождающемуся ростом эксцентриситетов и наклонов их орбит.
2. Установлено, что миграция маломассивной планеты приводит к увеличению относительных скоростей планетезималей до значений, достаточных для возникновения разрушительных столкновений. Для рассмотренных реализаций с планетами массами 1 и 5 $M_{\oplus}$ в диске массой 40 $M_{\oplus}$ полученные относительные скорости соответствуют условиям катастрофического разрушения монолитных базальтовых тел диаметром порядка 40 и 50 км соответственно. Эти оценки относятся к конкретным параметрам и эпохам рассмотренных расчётов.
3. Исследована зависимость динамического возбуждения планетезимального диска от параметров системы. Показано, что увеличение массы планеты в среднем приводит к увеличению относительных скоростей планетезималей. При этом достигнутый уровень возбуждения определяется также характером и продолжительностью взаимодействия планеты с диском. При увеличении расстояния от звезды относительные скорости планетезималей в

рассмотренных моделях уменьшаются. Изменение массы диска и начального динамического состояния планетезималей в исследованном диапазоне не приводит к качественному изменению рассматриваемого сценария возбуждения.

4. Показано, что в рассмотренных моделях наличие дополнительной планеты увеличивает эффективность миграции и позволяет ей реализоваться в меньших по массе дисках. В системах с двумя планетами массой $1 M_{\oplus}$ каждая мигрирующая планета доходит до внешнего края диска во всех представленных реализациях, в том числе при массах диска $7,5$ и $10 M_{\oplus}$. При этом уровень динамического возбуждения диска качественно не отличается от однопланетного случая: значения относительных скоростей планетезималей близки.
5. Полученная зависимость относительных скоростей планетезималей от массы мигрирующей планеты и параметров диска использована для построения столкновительной модели осколочного диска HD 181327. В модели динамически обусловленные относительные скорости связаны с наблюдаемой пылевой светимостью диска через распределение планетезималей по размерам и условия их катастрофического разрушения. Учтены столкновения тел в диапазоне размеров от D_{cc} до D_{max} , а также плотность и прочностные характеристики планетезималей и крупноразмерная часть их распределения.
6. Для диска HD 181327 получены оценки критического диаметра и полной массы твёрдого вещества при различных относительных скоростях, плотностях и прочностных характеристиках планетезималей. При относительных скоростях $100\text{--}350$ м/с критические диаметры составляют $29\text{--}1292$ м, а масса активной столкновительной популяции — $0.091\text{--}2.344 M_{\oplus}$. Полная масса твёрдого вещества в основном рассмотренном диапазоне параметров составляет $10.9\text{--}300.5 M_{\oplus}$. Показано, что наибольшая неопределённость оценки полной массы связана с параметрами крупноразмерной части распределения планетезималей и её продолжением в область малых размеров.

Полученные результаты показывают, что миграция маломассивной планеты может приводить к значительному динамическому возбуждению внешнего планетезимального диска и создавать условия для возникновения разрушительных столкновений. Разработанный подход позволяет связать параметры взаимодействия мигрирующей планеты с планетезимальным диском, возникающие относи-

тельные скорости планетезималей, условия их разрушения и наблюдаемые характеристики пылевой компоненты осколочного диска.

Перспективы дальнейших исследований связаны с применением разработанного подхода к другим наблюдаемым осколочным дискам и расширением диапазона параметров рассматриваемых планетных систем. Представляет интерес уточнение столкновительной модели с учётом физических свойств планетезималей, включая их внутреннюю структуру и состав, а также совместное динамическое и столкновительное моделирование конкретных наблюдаемых систем. Такой подход позволит исследовать возможность оценки параметров мигрирующих планет и характера их взаимодействия с планетезимальным диском по наблюдаемым характеристикам осколочных дисков.

Список сокращений и условных обозначений

Сокращения

a. e.	Астрономическая единица.
M_E	Масса Земли; в формулах используются обозначения M_E и $M_\oplus$.
СИ	Международная система единиц.
HD	Обозначение звезды в каталоге Генри Дрейпера (Henry Draper Catalogue).
ALMA	Атакамская большая миллиметровая/субмиллиметровая антенная решётка (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array).
SMA	Субмиллиметровая антенная решётка (Submillimeter Array).
JWST	Космический телескоп имени Джеймса Уэбба (James Webb Space Telescope).
N -body	Численное моделирование гравитационного взаимодействия N тел.

Условные обозначения

Обозначения приведены в соответствии с их использованием в тексте. Если один символ имеет разные значения в разных главах, это указано отдельно. Единицы величин задаются в формулах, таблицах и подписях к рисункам.

Обозначение	Определение
$M_E, M_\oplus$	Масса Земли; в расчётах четвёртой главы $M_\oplus = 5.9722 \times 10^{24}$ кг.
$M_\odot$	Масса Солнца.
$M_\star, M_*$	Масса центральной звезды.
$M_{\star, \text{sim}}, M_{\star, \text{HD}}$	Масса звезды в исходной динамической модели и в модели системы HD 181327 соответственно.

Обозначение	Определение
M_{pl}	Масса планеты.
M_D	Масса планетезимального диска в динамической модели.
M_{cas}	Масса активной столкновительной популяции с диаметрами от D_{min} до D_{crit} .
M_L	Масса популяции крупных тел с диаметрами от D_{crit} до D_{max} .
M_{tot}	Полная масса рассматриваемой популяции; в четвёртой главе $M_{\text{tot}} = M_{\text{cas}} + M_L$.
a	Большая полуось орбиты. В локальном законе $Q_D^* \propto D^a$ в четвёртой главе тот же символ обозначает показатель размерной зависимости энергии разрушения.
r, r_{sim}	Расстояние от звезды; в модели узкого пояса r — его характерный радиус, r_{sim} — радиус, к которому относится скорость исходного динамического расчёта.
Δr	Радиальная ширина пояса.
e, i	Эксцентриситет и наклон орбиты.
$\langle e^2 \rangle, \langle i^2 \rangle$	Средние квадраты эксцентриситетов и наклонов орбит планетезималей в рассматриваемой выборке.
I_{eff}	Эффективный наклон орбит, используемый для оценки вертикальной протяжённости и объёма пояса.
T	Орбитальный период.
$T_{\text{form}}, T_{\text{excite}}$	Время формирования массивных тел-возмутителей и время последующего возбуждения планетезимального диска соответственно.
v_K	Кеплеровская скорость на заданном расстоянии от звезды.
v_{rel}	Характерная относительная скорость планетезималей.
v_{frag}	Пороговая скорость разрушения при принятом законе разрушения и заданных условиях столкновения.
v_{86}^{HD}	Относительная скорость, перенесённая к радиусу 86 а. е. с учётом массы звезды HD 181327.
V	Объём планетезимального пояса, используемый при расчёте частоты столкновений.
Σ	Поверхностная плотность массы планетезимального диска.
D, d	Диаметр тела; в интеграле частоты столкновений D относится к мишени, d — к ударнику.
D_{min}	Нижняя граница рассматриваемого распределения диаметров.
D_{max} (глава 2)	Максимальный диаметр тел, разрушение которых допускает принятая относительная скорость в модели столкновений одинаковых монолитных базальтовых тел.
D_{max} (главы 1 и 4)	Верхняя граница распределения диаметров существующих тел; в основной модели четвёртой главы равна 400 км.

Обозначение	Определение
D_{crit}	Критический диаметр, для которого характерное время катастрофического разрушения равно принятому времени переработки; граница активного каскада и крупноразмерной популяции.
D_{sg}	Диаметр равенства прочностного и гравитационного вкладов в закон катастрофического разрушения.
D_{cc}	Минимальный диаметр ударника, способного катастрофически разрушить заданную мишень при принятых скорости и физических свойствах тел.
D_B, D_{cut}	Характерные диаметры экспоненциального затухания в распределениях, используемых в четвёртой и первой главах соответственно.
D_0	Опорный диаметр в кумулятивном распределении первой главы.
$m, m_{\text{imp}}, m_{\text{tar}}$	Масса отдельного тела, масса ударника и масса мишени соответственно.
ρ	Средняя плотность тела с учётом его пористости.
Q	Кинетическая энергия ударника, отнесённая к массе мишени.
Q_D^*	Критическая удельная энергия катастрофического разрушения.
f_{str}	Безразмерный коэффициент, масштабирующий прочностную составляющую закона разрушения; не тождествен пористости.
$n(D)$	Дифференциальное распределение тел по диаметрам: $n(D) dD$ — число тел в интервале от D до $D + dD$. В четвёртой главе относится ко всему поясу, а не к единице объёма.
$n_{\text{cas}}(D)$	Дифференциальное распределение тел активного столкновительного каскада.
n_{crit}	Значение $n_{\text{cas}}(D_{\text{crit}})$ в точке соединения популяций.
$N(> D), N_L(> m)$	Кумулятивное число тел крупнее диаметра D или массивнее массы m соответственно.
k, K_s, N_0, A	Нормировочные коэффициенты соответствующих распределений; в третьей главе A также обозначает коэффициент аппроксимации зависимости скорости от массы планеты.
q (глава 1)	Показатель дифференциального распределения по диаметрам $n(D) \propto D^{-q}$.
q, q_s, q_g (глава 4)	Показатели дифференциального распределения по массам $dN/dm \propto m^{-q}$; индексы s и g относятся к прочностной и гравитационной ветвям.
p (глава 1)	Показатель степенной части кумулятивного распределения $N(> D)$.
p_s, p_g, p_L (глава 4)	Диаметральные показатели прочностной, гравитационной и крупноразмерной ветвей; для каскада $p = 3q - 2$.

Обозначение	Определение
b	Показатель локальной размерной зависимости порога разрушения в первой главе.
α (глава 3)	Показатель степенной аппроксимации зависимости относительной скорости от массы планеты.
$\alpha_{\text{SI}}, \beta_{\text{SI}}$	Показатели степенной части и экспоненциального затухания кумулятивного распределения крупных тел по массам.
β (глава 1)	Показатель формы экспоненциального затухания в кумулятивном распределении по диаметрам.
M_{exp}	Характерная масса экспоненциального затухания; $M_{\text{exp}} = (\pi/6)\rho D_B^3$.
$\psi(D), x(D)$	Безразмерные функции формы крупноразмерного распределения в четвёртой главе.
σ_{tot}	Суммарная геометрическая площадь поперечных сечений тел, учитываемых при нормировке распределения.
$L_{\star}, L_{\text{star}}$	Светимость центральной звезды.
$L_{\text{dust}}, L_{\text{IR}}$	Светимость пылевой компоненты; L_{IR} — её инфракрасное излучение в принятом определении относительной светимости.
f, f_d	Относительная пылевая светимость — отношение светимости пыли к светимости звезды.
t	Время эволюции системы в расчёте.
$t_{\text{col}}, t_{\text{coll}}$	Характерное время катастрофического разрушения тела; в четвёртой главе используется запись t_{coll} .
t_{age}	Возраст системы, принимаемый в четвёртой главе за время столкновительной переработки.

Словарь терминов

[термин]: [Определение термина.]

Список литературы

- [1] Wyatt M. C. Evolution of Debris Disks // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Vol. 46. — P. 339–383. — DOI: 10.1146/annurev.astro.45.051806.110525.
- [2] Krivov A. V. Debris disks: seeing dust, thinking of planetesimals and planets // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Vol. 10, no. 5. — P. 383–414. — DOI: 10.1088/1674-4527/10/5/001.
- [3] Hughes A. M., Duchêne G., Matthews B. C. Debris Disks: Structure, Composition, and Variability // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 56, no. 1. — P. 541–591. — DOI: 10.1146/annurev-astro-081817-052035.
- [4] Marino S. Planetesimal/Debris Disks // *Planetary Systems Now* / ed. by L. M. Lara, D. Jewitt. — World Scientific, 2023. — P. 381–408. — DOI: 10.1142/9781800613140_0014.
- [5] Wyatt M. C., Smith R., Su K. Y. L., et al. Steady State Evolution of Debris Disks around A Stars // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 663, no. 1. — P. 365–382. — DOI: 10.1086/518404.
- [6] Löhne T., Krivov A. V., Rodmann J. Long-Term Collisional Evolution of Debris Disks // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 673, no. 2. — P. 1123–1137. — DOI: 10.1086/524840.
- [7] Wyatt M. C., Clarke C. J., Booth M. Debris disk size distributions: steady state collisional evolution with Poynting-Robertson drag and other loss processes // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. — 2011. — Vol. 111, no. 1-2. — P. 1–28. — DOI: 10.1007/s10569-011-9345-3.

- [8] Dohnanyi J. S. Collisional model of asteroids and their debris // *Journal of Geophysical Research*. — 1969. — Vol. 74, no. 10. — P. 2531–2554. — DOI: 10.1029/jb074i010p02531.
- [9] Krivov A. V., Booth M. Self-stirring of debris discs by planetesimals formed by pebble concentration // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Vol. 479, no. 3. — P. 3300–3307. — DOI: 10.1093/mnras/sty1607.
- [10] Kokubo E., Ida S. Dynamics and Accretion of Planetesimals // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2012. — Vol. 2012, no. 1. — Article 01A308. — DOI: 10.1093/ptep/pts032.
- [11] Lorek S., Johansen A. A close-encounter method for simulating the dynamics of planetesimals // *Astronomy & Astrophysics*. — 2020. — Vol. 644. — Article A14. — DOI: 10.1051/0004-6361/202037540.
- [12] Mustill A. J., Wyatt M. C. Debris disc stirring by secular perturbations from giant planets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Vol. 399, no. 3. — P. 1403–1414. — DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15360.x.
- [13] Marino S. Constraining planetesimal stirring: how sharp are debris disc edges? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — Vol. 503, no. 4. — P. 5100–5114. — DOI: 10.1093/mnras/stab771.
- [14] Stewart G. R., Ida S. Velocity Evolution of Planetesimals: Unified Analytical Formulas and Comparisons with N-Body Simulations // *Icarus*. — 2000. — Vol. 143, no. 1. — P. 28–44. — DOI: 10.1006/icar.1999.6242.
- [15] Kenyon S. J., Bromley B. C. Gravitational Stirring in Planetary Debris Disks // *The Astronomical Journal*. — 2001. — Vol. 121, no. 1. — P. 538–551. — DOI: 10.1086/318019.
- [16] Kenyon S. J., Bromley B. C. Variations on Debris Disks: Icy Planet Formation at 30–150 AU for 1–3 $M_{\odot}$ Main-Sequence Stars // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2008. — Vol. 179, no. 2. — P. 451–483. — DOI: 10.1086/591794.

- [17] Kenyon S. J., Bromley B. C. Variations on Debris Disks. II. Icy Planet Formation as a Function of the Bulk Properties and Initial Sizes of Planetesimals // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2010. — Vol. 188, no. 1. — P. 242–279. — DOI: 10.1088/0067-0049/188/1/242.
- [18] Kennedy G. M., Wyatt M. C. Are debris discs self-stirred? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2010. — Vol. 405, no. 2. — P. 1253–1270. — DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.16528.x.
- [19] Krivov A. V., Wyatt M. C. Solution to the debris disc mass problem: planetesimals are born small? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — Vol. 500, no. 1. — P. 718–735. — DOI: 10.1093/mnras/staa2385.
- [20] Najita J. R., Kenyon S. J., Bromley B. C. From Pebbles and Planetesimals to Planets and Dust: The Protoplanetary Disk–Debris Disk Connection // *The Astrophysical Journal*. — 2022. — Vol. 925, no. 1. — Article 45. — DOI: 10.3847/1538-4357/ac37b6.
- [21] Costa T., Pearce T. D., Krivov A. V. Increasing planet-stirring efficiency of debris discs by ‘projectile stirring’ and ‘resonant stirring’ // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2024. — Vol. 527, no. 3. — P. 7317–7336. — DOI: 10.1093/mnras/stad3582.
- [22] Sefilian A. A. Massive Debris Disks May Hinder Secular Stirring by Planetary Companions: An Analytic Proof of Concept // *The Astrophysical Journal*. — 2024. — Vol. 966, no. 1. — Article 140. — DOI: 10.3847/1538-4357/ad32d1.
- [23] Kirsh D. R., Duncan M., Brasser R., Levison H. F. Simulations of planet migration driven by planetesimal scattering // *Icarus*. — 2009. — Vol. 199, no. 1. — P. 197–209. — DOI: 10.1016/j.icarus.2008.05.028.
- [24] Ormel C. W., Ida S., Tanaka H. Migration Rates of Planets Due to Scattering of Planetesimals // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 758, no. 2. — Article 80. — DOI: 10.1088/0004-637x/758/2/80.
- [25] Winn J. N., Fabrycky D. C. The Occurrence and Architecture of Exoplanetary Systems // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Vol. 53. — P. 409–447. — DOI: 10.1146/annurev-astro-082214-122246.

- [26] Emel'yanenko V. V. Dynamical evolution of a self-gravitating planetesimal disk in the distant trans-Neptunian region // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 662. — Article L4. — DOI: 10.1051/0004-6361/202243324.
- [27] Gomes R. S., Morbidelli A., Levison H. F. Planetary migration in a planetesimal disk: why did Neptune stop at 30 AU? // *Icarus*. — 2004. — Vol. 170, no. 2. — P. 492–507. — DOI: 10.1016/j.icarus.2004.03.011.
- [28] Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., et al. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System // *Nature*. — 2005. — Vol. 435, no. 7041. — P. 459–461. — DOI: 10.1038/nature03539.
- [29] Gomes R., Levison H. F., Tsiganis K., Morbidelli A. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets // *Nature*. — 2005. — Vol. 435, no. 7041. — P. 466–469. — DOI: 10.1038/nature03676.
- [30] Levison H. F., Morbidelli A., Van Laerhoven C., et al. Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune // *Icarus*. — 2008. — Vol. 196, no. 1. — P. 258–273. — DOI: 10.1016/j.icarus.2007.11.035.
- [31] Safronov V. S. Sizes of the largest bodies falling onto the planets during their formation // *Soviet Astronomy*. — 1966. — Vol. 9. — P. 987–991.
- [32] Wetherill G. W. An alternative model for the formation of the asteroids // *Icarus*. — 1992. — Vol. 100, no. 2. — P. 307–325. — DOI: 10.1016/0019-1035(92)90103-E.
- [33] Petit J.-M., Morbidelli A., Valsecchi G. B. Large Scattered Planetesimals and the Excitation of the Small Body Belts // *Icarus*. — 1999. — Vol. 141, no. 2. — P. 367–387. — DOI: 10.1006/icar.1999.6166.
- [34] Fernández J. A., Ip W.-H. Orbital expansion and resonant trapping during the late accretion stages of the outer planets // *Planetary and Space Science*. — 1996. — Vol. 44, no. 5. — P. 431–439. — DOI: 10.1016/0032-0633(95)00142-5.
- [35] Gladman B., Holman M., Grav T., Kavelaars J., Nicholson P., Aksnes K., Petit J.-M. Evidence for an Extended Scattered Disk // *Icarus*. — 2002. — Vol. 157, no. 2. — P. 269–279. — DOI: 10.1006/icar.2002.6860.

- [36] Ananyeva V. I., Ivanova A. E., Shashkova I. A., et al. The Mass and Orbital-Period Distributions of Exoplanets Accounting for the Observational Selection of the Method for Measuring Radial Velocities. A Dominant (Averaged) Structure of Planetary Systems // *Astronomy Reports*. — 2022. — Vol. 66, no. 10. — P. 886–917. — DOI: 10.1134/S106377292210002X.
- [37] Wyatt M. C. Resonant Trapping of Planetesimals by Planet Migration: Debris Disk Clumps and Vega’s Similarity to the Solar System // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 598, no. 2. — P. 1321–1340. — DOI: 10.1086/379064.
- [38] Morrison S. J., Kratter K. M. Gap formation in planetesimal discs via divergently migrating planets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Vol. 481, no. 4. — Article 5180. — DOI: 10.1093/mnras/sty2657.
- [39] Pearce T. D., Wyatt M. C. Dynamical evolution of an eccentric planet and a less massive debris disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Vol. 443, no. 3. — P. 2541–2560. — DOI: 10.1093/mnras/stu1302.
- [40] Олейник О. С., Емельяненко В. В. Динамические особенности внешних планетезимальных дисков при взаимодействии с мигрирующими маломассивными планетами // *Астрономический журнал*. — 2026. — В печати.
- [41] O’Brien D. P., Greenberg R. Steady-State Size Distributions for Collisional Populations: Analytical Solution with Size-Dependent Strength // *Icarus*. — 2003. — Vol. 164, no. 2. — P. 334–345. — DOI: 10.1016/s0019-1035(03)00145-3.
- [42] Benz W., Asphaug E. Catastrophic Disruptions Revisited // *Icarus*. — 1999. — Vol. 142, no. 1. — P. 5–20. — DOI: 10.1006/icar.1999.6204.
- [43] Schüppler C., Krivov A. V., Löhne T., Booth M., Kirchschrager F., Wolf S. Origin and evolution of two-component debris discs and an application to the q^1 Eridani system // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Vol. 461, no. 2. — P. 2146–2154. — DOI: 10.1093/mnras/stw1456.
- [44] Pawellek N., Wyatt M., Matrà L., Kennedy G., Yelverton B. A ~ 75 per cent occurrence rate of debris discs around F stars in the β Pic moving group //

- Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 502, no. 4. — P. 5390–5416. — DOI: 10.1093/mnras/stab269.
- [45] Bonsor A., Wyatt M. C., Marino S., Davidsson B. J. R., Kral Q., Thébault P. Secondary gas in debris discs released following the decay of long-lived radioactive nuclides, catastrophic, or resurfacing collisions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Vol. 526, no. 2. — P. 3115–3129. — DOI: 10.1093/mnras/stad2912.
- [46] Dent W. R. F., Wyatt M. C., Roberge A., et al. Molecular Gas Clumps from the Destruction of Icy Bodies in the β Pictoris Debris Disk // Science. — 2014. — Vol. 343, no. 6178. — P. 1490–1492. — DOI: 10.1126/science.1248726.
- [47] Matrà L., Dent W. R. F., Wyatt M. C., et al. Exocometary gas structure, origin and physical properties around β Pictoris through ALMA CO multitransition observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 464, no. 2. — P. 1415–1433. — DOI: 10.1093/mnras/stw2415.
- [48] Marino S., Matrà L., Stark C. C., et al. Exocometary gas in the HD 181327 debris ring // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2016. — Vol. 460, no. 3. — P. 2933–2944. — DOI: 10.1093/mnras/stw1216.
- [49] Matrà L., MacGregor M. A., Kalas P., et al. Detection of Exocometary CO within the 440 Myr Old Fomalhaut Belt: A Similar CO+CO₂ Ice Abundance in Exocomets and Solar System Comets // The Astrophysical Journal. — 2017. — Vol. 842, no. 1. — Article 9. — DOI: 10.3847/1538-4357/aa71b4.
- [50] Xie C., Chen C. H., Lisse C. M., et al. Water ice in the debris disk around HD 181327 // Nature. — 2025. — Vol. 641, no. 8063. — P. 608–611. — DOI: 10.1038/s41586-025-08920-4.
- [51] Pätzold M., Andert T., Hahn M., et al. A homogeneous nucleus for comet 67P/Churyumov–Gerasimenko from its gravity field // Nature. — 2016. — Vol. 530, no. 7588. — P. 63–65. — DOI: 10.1038/nature16535.
- [52] McKinnon W. B., Mao X., Schenk P. M., et al. Snow Crash: Compaction Craters on (486958) Arrokoth and Other Small KBOs, With Implications // Geophysical

- Research Letters. — 2022. — Vol. 49, no. 13. — Article e2022GL098406. — DOI: 10.1029/2022GL098406.
- [53] Jutzi M., Michel P., Benz W., et al. Fragment properties at the catastrophic disruption threshold: The effect of the parent body's internal structure // *Icarus*. — 2010. — Vol. 207, no. 1. — P. 54–65. — DOI: 10.1016/j.icarus.2009.11.016.
- [54] Krivov A. V., Ide A., Löhne T., et al. Debris disc constraints on planetesimal formation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Vol. 474, no. 2. — P. 2564–2575. — DOI: 10.1093/mnras/stx2932.
- [55] Emel'yanenko V. V. A method of symplectic integrations with adaptive time-steps for individual Hamiltonians in the planetary N -body problem // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. — 2007. — Vol. 98. — P. 191–202. — DOI: 10.1007/s10569-007-9077-6.
- [56] Cao P.-C., Liu Q., Liao N.-H., et al. A Catalog of Collected Debris Disks: Properties, Classifications and Correlations between Disks and Stars/Planets // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2023. — Vol. 23, no. 8. — Article 085002. — DOI: 10.1088/1674-4527/acd591.
- [57] Marino S., Yelverton B., Booth M., et al. A gap in HD 92945's broad planetesimal disc revealed by ALMA // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 484, no. 1. — P. 1257–1269. — DOI: 10.1093/mnras/stz049.
- [58] Han Y., Mansell E., Jennings J., et al. The ALMA survey to Resolve exoKuiper belt Substructures (ARKS): II. The radial structure of debris discs // *Astronomy & Astrophysics*. — 2026. — Vol. 705. — Article A196. — DOI: 10.1051/0004-6361/202556450.
- [59] Matthews B. C., Kennedy G., Sibthorpe B., et al. The AU Mic Debris Disk: Far-infrared and Submillimeter Resolved Imaging // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 811, no. 2. — Article 100. — DOI: 10.1088/0004-637X/811/2/100.
- [60] MacGregor M. A., Weinberger A. J., Hughes A. M., et al. ALMA Detection of Extended Millimeter Halos in the HD 32297 and HD 61005 Debris Disks //

- The Astrophysical Journal. — 2018. — Vol. 869, no. 1. — Article 75. — DOI: 10.3847/1538-4357/aaec71.
- [61] Olofsson J., Thébault P., Kennedy G. M., Bayo A. The halo around HD 32297: μm -sized cometary dust // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 664. — Article A122. — DOI: 10.1051/0004-6361/202243794.
- [62] Burns J. A., Lamy P. L., Soter S. Radiation forces on small particles in the solar system // *Icarus*. — 1979. — Vol. 40, no. 1. — P. 1–48. — DOI: 10.1016/0019-1035(79)90050-2.
- [63] Wyatt M. C. The insignificance of P-R drag in detectable extrasolar planetesimal belts // *Astronomy & Astrophysics*. — 2005. — Vol. 433, no. 3. — P. 1007–1012. — DOI: 10.1051/0004-6361:20042073.
- [64] Strubbe L. E., Chiang E. I. Dust Dynamics, Surface Brightness Profiles, and Thermal Spectra of Debris Disks: The Case of AU Microscopii // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 648, no. 1. — P. 652–665. — DOI: 10.1086/505736.
- [65] Thébault P., Wu Y. Outer edges of debris discs. How sharp is sharp? // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Vol. 481, no. 3. — P. 713–724. — DOI: 10.1051/0004-6361:20079133.
- [66] Pawellek N., Moór A., Pascucci I., Krivov A. V. Dust spreading in debris discs: do small grains cling on to their birth environment? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 487, no. 4. — P. 5874–5888. — DOI: 10.1093/mnras/stz1682.
- [67] Matrà L., Marino S., Wilner D. J., et al. REsolved ALMA and SMA Observations of Nearby Stars (REASONS): A population of 74 resolved planetesimal belts at millimetre wavelengths // *Astronomy & Astrophysics*. — 2025. — Vol. 693. — Article A151. — DOI: 10.1051/0004-6361/202451397.
- [68] Williams J. P., Cieza L. A. Protoplanetary Disks and Their Evolution // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Vol. 49. — P. 67–117. — DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102548.

- [69] Ribas Á., Bouy H., Merín B. Protoplanetary disk lifetimes vs. stellar mass and possible implications for giant planet populations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Vol. 576. — Article A52. — DOI: 10.1051/0004-6361/201424846.
- [70] Kóspál Á., Moór A., Juhász A., et al. ALMA observations of the molecular gas in the debris disk of the 30 Myr old star HD 21997 // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 776, no. 2. — Article 77. — DOI: 10.1088/0004-637X/776/2/77.
- [71] Kral Q., Marino S., Wyatt M. C., Kama M., Matrà L. Imaging [C I] around HD 131835: reinterpreting young debris discs with protoplanetary disc levels of CO gas as shielded secondary discs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 489, no. 3. — P. 3670–3691. — DOI: 10.1093/mnras/sty2923.
- [72] Johansen A., Oishi J. S., Mac Low M.-M., et al. Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks // *Nature*. — 2007. — Vol. 448, no. 7157. — P. 1022–1025. — DOI: 10.1038/nature06086.
- [73] Pearce T. D., Launhardt R., Ostermann R., et al. Planet populations inferred from debris discs: Insights from 178 debris systems in the ISPY, LEECH, and LISStEN planet-hunting surveys // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 659. — Article A135. — DOI: 10.1051/0004-6361/202142720.
- [74] Muñoz-Gutiérrez M. A., Marshall J. P., Peimbert A. A mixed stirring mechanism for debris discs with giant and dwarf planetary perturbations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — Vol. 520, no. 3. — P. 3218–3228. — DOI: 10.1093/mnras/stad218.
- [75] Zawadzki B., Fehr A., Hughes A. M., et al. The ALMA survey to Resolve exoKuiper belt Substructures (ARKS): III. The vertical structure of debris disks // *Astronomy & Astrophysics*. — 2026. — Vol. 705. — Article A197. — DOI: 10.1051/0004-6361/202556505.
- [76] Chiang E., Pearce T. D., Jankovic M. R. et al. Viscously Stirring Particle Disks into Lorentzians and Gaussians to Infer Dynamical and Collisional Masses (ARKS XIII). — 2026. — Принято в *The Astrophysical Journal*. — arXiv: 2604.19743.

- [77] Minton D. A., Levison H. F. Planetesimal-Driven Migration of Terrestrial Planet Embryos // *Icarus*. — 2014. — Vol. 232. — P. 118–132. — DOI: 10.1016/j.icarus.2014.01.001.
- [78] Friebe M. F., Pearce T. D., Löhne T. Gap carving by a migrating planet embedded in a massive debris disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — Vol. 512, no. 3. — P. 4441–4454. — DOI: 10.1093/mnras/stac664.
- [79] Edgar R. G., Artymowicz P. Pumping of a planetesimal disc by a rapidly migrating planet // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2004. — Vol. 354, no. 3. — P. 769–772. — DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08238.x.
- [80] Krijt S., Dominik C. Stirring up the dust: a dynamical model for halo-like dust clouds in transitional disks // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Vol. 531. — Article A80. — DOI: 10.1051/0004-6361/201116757.
- [81] Dominik C., Decin G. Age Dependence of the Vega Phenomenon: Theory // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 598, no. 1. — P. 626–635. — DOI: 10.1086/379169.
- [82] Pan M., Schlichting H. E. Self-Consistent Size and Velocity Distributions of Collisional Cascades // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 747, no. 2. — Article 113. — DOI: 10.1088/0004-637x/747/2/113.
- [83] McKinnon W. B., Richardson D. C., Marohnic J. C., et al. The solar nebula origin of (486958) Arrokoth, a primordial contact binary in the Kuiper Belt // *Science*. — 2020. — Vol. 367, no. 6481. — Article eaay6620. — DOI: 10.1126/science.aay6620.
- [84] Schäfer U., Yang C.-C., Johansen A. Initial mass function of planetesimals formed by the streaming instability // *Astronomy & Astrophysics*. — 2017. — Vol. 597. — Article A69. — DOI: 10.1051/0004-6361/201629561.
- [85] Kavelaars J. J., Petit J.-M., Gladman B., et al. OSSOS Finds an Exponential Cutoff in the Size Distribution of the Cold Classical Kuiper Belt // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2021. — Vol. 920, no. 2. — Article L28. — DOI: 10.3847/2041-8213/ac2c72.

- [86] Schneider G., Silverstone M. D., Hines D. C., et al. Discovery of an 86 AU Radius Debris Ring around HD 181327 // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 650, no. 1. — P. 414–431. — DOI: 10.1086/506507.
- [87] Oleynik O. S., Emel'yanenko V. V. Study of the Migration of Earth-Like Planets in Planetesimal Disks and the Formation of Debris Disks // *Astronomy Reports*. — 2025. — Vol. 69, no. 9. — P. 803–818. — DOI: 10.1134/S1063772925702130.
- [88] Pirani S., Johansen A., Mustill A. J. How the Formation of Neptune Shapes the Kuiper Belt // *Astronomy & Astrophysics*. — 2021. — Vol. 650. — Article A161. — DOI: 10.1051/0004-6361/202037465.
- [89] Lissauer J. J., Stewart G. R. Growth of Planets from Planetesimals // *Protostars and Planets III* / ed. by E. H. Levy, J. I. Lunine. — Tucson: University of Arizona Press, 1993. — P. 1061–1088.
- [90] Hasegawa Y., Wakita S., Matsumoto Y., Oshino S. Chondrule Formation via Impact Jetting Triggered by Planetary Accretion // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — Vol. 816, no. 1. — Article 8. — DOI: 10.3847/0004-637X/816/1/8.
- [91] Wallace S. C., Quinn T. R. N-body Simulations of Terrestrial Planet Growth with Resonant Dynamical Friction // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 489, no. 2. — P. 2159–2176. — DOI: 10.1093/mnras/stz2284.
- [92] Nesvorný D., Morbidelli A. Statistical Study of the Early Solar System's Instability with Four, Five, and Six Giant Planets // *The Astronomical Journal*. — 2012. — Vol. 144, no. 4. — Article 117. — DOI: 10.1088/0004-6256/144/4/117.
- [93] Ida S., Makino J. Scattering of Planetesimals by a Protoplanet: Slowing Down of Runaway Growth // *Icarus*. — 1993. — Vol. 106, no. 1. — P. 210–227. — DOI: 10.1006/icar.1993.1167.
- [94] Kokubo E., Ida S. Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula // *Icarus*. — 2000. — Vol. 143, no. 1. — P. 15–27. — DOI: 10.1006/icar.1999.6237.

- [95] Ida S., Bryden G., Lin D. N. C., Tanaka H. Orbital Migration of Neptune and Orbital Distribution of Trans-Neptunian Objects // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 534, no. 1. — P. 428–445. — DOI: 10.1086/308720.
- [96] Murray-Clay R. A., Chiang E. I. Brownian Motion in Planetary Migration // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 651, no. 2. — P. 1194–1208. — DOI: 10.1086/507514.
- [97] Rafikov R. R. Fast Accretion of Small Planetesimals by Protoplanetary Cores // *The Astronomical Journal*. — 2004. — Vol. 128, no. 3. — P. 1348–1363. — DOI: 10.1086/423216.
- [98] Rafikov R. R. Planetesimal Disk Evolution Driven by Embryo–Planetesimal Gravitational Scattering // *The Astronomical Journal*. — 2003. — Vol. 125, no. 2. — P. 922–941. — DOI: 10.1086/345970.
- [99] Collins B. F., Sari R. Protoplanet Dynamics in a Shear-Dominated Disk // *The Astronomical Journal*. — 2006. — Vol. 132, no. 3. — P. 1316–1321. — DOI: 10.1086/506388.
- [100] Ormel C. W., Kobayashi H. Understanding How Planets Become Massive. I. Description and Validation of a New Toy Model // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 747, no. 2. — Article 115. — DOI: 10.1088/0004-637X/747/2/115.
- [101] Levison H. F., Morbidelli A., Tsiganis K., Nesvorný D., Gomes R. Late Orbital Instabilities in the Outer Planets Induced by Interaction with a Self-Gravitating Planetesimal Disk // *The Astronomical Journal*. — 2011. — Vol. 142, no. 5. — Article 152. — DOI: 10.1088/0004-6256/142/5/152.
- [102] Quarles B., Kaib N. Instabilities in the Early Solar System Due to a Self-Gravitating Disk // *The Astronomical Journal*. — 2019. — Vol. 157, no. 2. — Article 67. — DOI: 10.3847/1538-3881/aafa71.
- [103] Wyatt M. C., Smith R., Greaves J. S., et al. Transience of Hot Dust around Sun-like Stars // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 658. — P. 569–583. — DOI: 10.1086/510999.

- [104] Pearce T. D., Löhne T., Krivov A. V. Fomalhaut's debris disc is not dominated by primordial Plutos // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2025. — Vol. 544. — P. 1447–1462. — DOI: 10.1093/mnras/staf1735.
- [105] Abod C. P., Simon J. B., Li R., et al. The Mass and Size Distribution of Planetesimals Formed by the Streaming Instability. II. The Effect of the Radial Gas Pressure Gradient // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 883. — Article 192. — DOI: 10.3847/1538-4357/ab40a3.
- [106] Schäfer U., Johansen A., Haugbølle T., Nordlund Å. Thousands of planetesimals: Simulating the streaming instability in very large computational domains // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 691. — Article A258. — DOI: 10.1051/0004-6361/202450639.
- [107] Napier K. J., Lin H.-W., Gerdes D. W., et al. The DECam Ecliptic Exploration Project (DEEP). V. The Absolute Magnitude Distribution of the Cold Classical Kuiper Belt // *The Planetary Science Journal*. — 2024. — Vol. 5. — Article 50. — DOI: 10.3847/PSJ/ad1528.
- [108] Lebreton J., Augereau J.-C., Thi W.-F., et al. An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327 // *Astronomy & Astrophysics*. — 2012. — Vol. 539. — Article A17. — DOI: 10.1051/0004-6361/201117714.
- [109] Milli J., Choquet E., Tazaki R., et al. The polarisation properties of the HD 181327 debris ring: Evidence for sub-micron particles from scattered light observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 683. — Article A22. — DOI: 10.1051/0004-6361/202347933.
- [110] Engler N., Milli J., Pawellek N., et al. Characterization of debris disks observed with SPHERE // *Astronomy & Astrophysics*. — 2025. — Vol. 704. — Article A21. — DOI: 10.1051/0004-6361/202554953.
- [111] Mao X., McKinnon W. B., Singer K. N., et al. Collisions of Small Kuiper Belt Objects With (486958) Arrokoth: Implications for Its Spin Evolution and Bulk Density // *Journal of Geophysical Research: Planets*. — 2021. — Vol. 126. — Article e2021JE006961. — DOI: 10.1029/2021JE006961.

- [112] Keane J. T., Porter S. B., Beyer R. A., et al. The Geophysical Environment of (486958) Arrokoth—A Small Kuiper Belt Object Explored by New Horizons // *Journal of Geophysical Research: Planets*. — 2022. — Vol. 127. — Article e2021JE007068. — DOI: 10.1029/2021JE007068.
- [113] Brown M. E. The Density of Mid-sized Kuiper Belt Object 2002 UX25 and the Formation of the Dwarf Planets // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — Vol. 778. — Article L34. — DOI: 10.1088/2041-8205/778/2/L34.
- [114] Fornasier S., Lellouch E., Müller T., et al. TNOs are Cool: A survey of the trans-Neptunian region. VIII. Combined Herschel PACS and SPIRE observations of 9 bright targets at 70–500 μm // *Astronomy & Astrophysics*. — 2013. — Vol. 555. — Article A15. — DOI: 10.1051/0004-6361/201321329.
- [115] Stewart S. T., Leinhardt Z. M. Velocity-dependent Catastrophic Disruption Criteria for Planetesimals // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2009. — Vol. 691. — P. L133–L137. — DOI: 10.1088/0004-637X/691/2/L133.
- [116] Wyatt M. C., Dent W. R. F. Collisional processes in extrasolar planetesimal discs — dust clumps in Fomalhaut’s debris disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2002. — Vol. 334. — P. 589–607. — DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05533.x.
- [117] Li R., Youdin A. N., Simon J. B. Demographics of Planetesimals Formed by the Streaming Instability // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 885. — Article 69. — DOI: 10.3847/1538-4357/ab480d.
- [118] Pawellek N., Krivov A. V., Marshall J. P., et al. Disk Radii and Grain Sizes in Herschel-Resolved Debris Disks // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 792, no. 1. — Article 65. — DOI: 10.1088/0004-637x/792/1/65.
- [119] Stark C. C., Schneider G., Weinberger A. J., et al. Revealing Asymmetries in the HD 181327 Debris Disk: A Recent Massive Collision or Interstellar Medium Warping // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 789, no. 1. — Article 58. — DOI: 10.1088/0004-637x/789/1/58.

Список иллюстративного материала

2.1	Миграция планеты массой $0.5 M_{\oplus}$	46
2.2	Миграция планеты массой $1 M_{\oplus}$	47
2.3	Миграция планеты массой $5 M_{\oplus}$	48
2.4	Обмен угловым моментом и направление миграции	49
2.5	Эволюция эксцентриситетов при миграции планеты земной массы .	50
2.6	Эволюция наклонов при миграции планеты земной массы	51
2.7	Распределение массы по большой полуоси: планета земной массы .	52
2.8	Радиальное распределение массы: планета земной массы	53
2.9	Эволюция эксцентриситетов при миграции планеты массой $5 M_{\oplus}$. .	54
2.10	Радиальное распределение массы: планета массой $5 M_{\oplus}$	55
2.11	Радиальное распределение среднего эксцентриситета	56
2.12	Радиальное распределение среднего наклона	57
2.13	Относительные скорости при миграции планеты земной массы . . .	58
2.14	Относительные скорости при миграции планеты массой $5 M_{\oplus}$	59
2.15	Максимальный диаметр разрушаемых тел: планета земной массы . .	60
2.16	Максимальный диаметр разрушаемых тел: планета массой $5 M_{\oplus}$. .	61
3.1	Зависимость величины средней относительной скорости от массы планеты, мигрирующей в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 100 тысяч лет (красная линия). Скорость рассчитана в диапазоне расстояний r от 30 до 32 а. е. в диске.	68
3.2	Изменение большой полуоси планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$	69

- 3.3 Большие полуоси и эксцентриситеты орбит планетезималей при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Красные точки относятся к планетезималам, синие точки — к планете. 70
- 3.4 Большие полуоси и наклоны орбит планетезималей при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Красные точки относятся к планетезималам, синие точки — к планете. 71
- 3.5 Зависимость величины средней относительной скорости от массы планеты, мигрирующей в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет (красная линия). Скорость рассчитана для частиц, чьи орбиты пересекают область от 30 до 40 а. е. в диске. 72
- 3.6 Зависимость относительной скорости от расстояния при миграции планет с массами $0.5\text{--}5 M_E$ в диске с массой $40 M_E$ на момент времени 3 миллиона лет. Синяя точка показывает значение расстояния от планеты до звезды. 73
- 3.7 Изменение большой полуоси планеты с массой $1 M_E$ в дисках, расположенных на 30–40 а. е. (верхняя панель) и 90–100 а. е. (нижняя панель) массой $40 M_E$ 74
- 3.8 Зависимость относительной скорости от расстояния (красные линии) при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках, расположенных на 30–40 а. е. (левые панели) и 90–100 а. е. (правые панели) массой $40 M_E$. Серые области относятся к распределению массы в диске. Верхние панели относятся к одному миллиону лет, нижние — к трем миллионам лет. Черные линии относятся к величине $\frac{v_{\text{rel}}}{v_K} = \sqrt{\langle e^2 \rangle + \langle i^2 \rangle}$. Синие точки показывают расстояние от планеты до звезды. 75
- 3.9 Изменение большой полуоси планеты с массой $1 M_E$ в диске с массой $20 M_E$ (верхняя панель) и $40 M_E$ (нижняя панель). 78
- 3.10 Относительная скорость планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках массами 20 и $40 M_E$ (красная линия). Синие точки относятся к планете. 79

3.11	Изменение большой полуоси орбиты планеты с массой $1 M_E$ в диске с начальными эксцентриситетами орбит планетезималей, распределенными в диапазоне $(0, 0.01)$ (верхняя панель) и $(0, 0.02\sqrt{3})$ (нижняя панель).	81
3.12	Большие полуоси и эксцентриситеты орбит планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в диске с начальными эксцентриситетами, распределенными в диапазоне $(0, 0.01)$ (верхняя панель) и $(0, 0.02\sqrt{3})$ (нижняя панель).	82
3.13	Относительная скорость планетезималей при миграции планеты с массой $1 M_E$ в дисках с разными начальными распределениями эксцентриситетов орбит планетезималей (красная линия). Синие точки относятся к планете. Серые области относятся к распределению массы в диске.	83
3.14	Изменение больших полуосей орбит двух планет при взаимодействии с планетезимальным диском, первоначально расположенным на расстояниях 30–40 а. е. от звезды. Верхняя панель соответствует планете с начальной большой полуосью 28,57 а. е., нижняя — дополнительной планете с начальной большой полуосью 26,82 а. е. Цвета обозначают различные массы диска. Расчёты завершались при достижении мигрирующей планетой внешней границы диска. . .	85
4.1	Критический диаметр в зависимости от относительной скорости. В условии разрушения учитываются ударники от D_{cc} до $D_{max} = 400$ км по полной функции $n(D)$. Диаметр на графике выражен в километрах; вертикальная шкала логарифмическая.	97
4.2	Полная масса диска планетезималей в зависимости от относительной скорости для четырёх плотностей и четырёх значений f_{str} . Приняты $D_B = 76$ км и $D_{max} = 400$ км. Вертикальная шкала логарифмическая.	99
2.1	Начальные условия численных экспериментов	45
2.2	Оценки разрушения для двух выбранных реализаций в диске начальной массой $40 M_{\oplus}$	61
4.1	Принятые параметры системы HD 181327	89

- 4.2 Критические диаметры и полные массы на концах интервала скоростей при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $D_B = 76 \text{ км}$ и $D_{\max} = 400 \text{ км}$ 98
- 4.3 Влияние характерного диаметра экспоненциального затухания при $\alpha_{\text{SI}} = 0.66$, $\beta_{\text{SI}} = 0.42$ и $D_{\max} = 400 \text{ км}$ 100

Приложение А. Дополнительные материалы

[Разместите вспомогательные таблицы, расчёты, анкеты, протоколы или иные материалы.]