

ЭВОЛЮЦИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АСЗ

© 2023 г. Р. В. Золотарёв^{1,*}, Б. М. Шустов^{1,*}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: rv_zolotarev@mail.ru

**E-mail: bshustov@inasan.ru

Поступила в редакцию 04.07.2023 г.

После доработки 15.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

В работе исследуются формирование и эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), с объектами Главного пояса астероидов (ГПА). Такой сценарий столкновения считается более вероятным по сравнению со столкновениями между АСЗ, так как многие АСЗ в силу своего происхождения пересекают область ГПА, в которой плотность объектов существенна по сравнению с внутренними областями Солнечной системы. Получающиеся таким образом метеороидные потоки имеют ряд отличий от потоков кометного происхождения как в плане формирования потока, так и при дальнейшей динамической эволюции. В данной работе получены оценки для темпа образования метеороидов в результате столкновений АСЗ с астероидами ГПА. На основе моделей высокоскоростных столкновений и данных об эксперименте DART получены возможные распределения частиц по размерам и скорости. Проведено численное моделирование динамики получающегося метеороидного потока с учетом гравитационных возмущений и радиационных сил, изучено влияние начальной скорости выброса на эволюцию потока. Проведен анализ темпа производства пыли с учетом распределения текущего населения АСЗ, сделан вывод о том, что темпы притока метеороидов астероидного и кометного происхождения (в массовом выражении) могут быть вполне сравнимы.

Ключевые слова: АСЗ, метеороид, метеороидный поток, столкновения астероидов

DOI: 10.31857/S0004629923100092, **EDN:** AXFAMP

1. ВВЕДЕНИЕ

Метеорные потоки — явления в земной атмосфере, возникающие вследствие прохождения Земли сквозь метеороидные потоки (рои). По сложившейся практике название метеорного потока часто применяют и для наблюдаемого явления и для соответствующего метеороидного потока. Многие метеороидные потоки образуются и существуют, оставаясь необнаруженными, поскольку их орбиты не пересекают орбиту Земли, а обнаружить такие потоки дистанционно невозможно. Наиболее эффективным механизмом образования метеороидных потоков обычно считают распад кометных ядер вследствие их приближений к Солнцу. Однако есть и другой механизм — столкновительный, который работает и для ядер комет и для астероидов. Большинство разовых выбросов при столкновениях происходит незаметно для наблюдателей, поскольку прогнозировать и, соответственно, подготовиться к наблюдениям таких событий невозможно, но последствия выбросов — образование пылевой экзосферы, хвоста — иногда обнаруживаются.

В течение последнего десятилетия большое внимание привлекает новый класс объектов — так называемые “активные астероиды”, к которым относятся и “кометы Главного пояса” — КГП (см. исторический обзор в [1]). Это тела (их пока известно несколько десятков), у которых были зарегистрированы хотя бы один раз выраженные признаки кометной активности (образование комы и/или хвоста). Как показано в [2, 3], более распространенной, хотя и относительно более слабой и не проявляющейся так явно, как у КГП, может быть сублимационно-пылевая активность астероидов примитивных типов, ведущая к образованию у них временной, разреженной пылевой экзосферы, которая может быть обнаружена спектральным методом.

Такая активность может возникать, как правило, при столкновениях астероидов, ведущих к (частичной) дезинтеграции этих тел, или при интенсивной сублимации льдов, содержащихся в теле астероида и извлеченных на поверхность астероида вследствие удара [4]. Обсуждаются и

другие механизмы (см. [5]), но они слабы и требуют для активации весьма специфичных условий.

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

Поскольку активные астероиды, как правило, обнаруживаются случайно только после образования хвоста из выброшенных частиц, процесс превращения ударного выброса в хвост непосредственно не наблюдался. Однако недавняя миссия NASA по проверке изменения орбиты двойного астероида (DART), помимо успешного изменения орбитального периода астероида Диморфос, продемонстрировала процесс активации астероида в результате столкновения при точно известных условиях столкновения. В [7] приведены результаты наблюдений с помощью космического телескопа Хаббл ударного выброса на интервале времени от $T + 15$ мин до $T + 18.5$ сут, где T — момент удара, при пространственном разрешении ~ 2.1 км на пиксель. Наблюдения показали сложную эволюцию выброса. Облако самых мелких частиц рассеялось быстро (в течение менее часа), а медленно движущиеся частицы образовали коническую и другие структурные элементы выброса, самым долгоживущим из которых стал хвост, который рассеялся в течение примерно месяца. По морфологии он соответствовал образовавшемуся в результате удара хвосту астероида P/2010 A2. Таким образом, эволюция выброса, последовавшая за экспериментом по контролируемому столкновению DART, обеспечивает важную основу для понимания фундаментальных механизмов разрушения астероидов.

Вернемся к метеорным потокам. Согласно [8] статистика метеорных потоков в Центре метеорных данных MAC на конец 2020 г. включала 835 потоков, 112 из которых получили названия, официально признанные MAC. Около 700 потоков включены в т.н. “Рабочий список”. Исследователи, наблюдающие метеоры с помощью различных технологий, составляют свои списки метеорных потоков, и эти списки очень сильно

различаются по числу потоков (от 45 до 815!). Сложная картина и со списками родительских тел. Не вдаваясь в описание различий, отметим, что потоков, уверенно ассоциированных с родительскими телами, немного (лишь несколько десятков): в базе Центра метеорных данных MAC¹ ассоциируются с кометами как с родительскими телами — 21 поток, 5 — с астероидами, из них Каппа-Цигниды — с астероидом 2008 ED69, Квадрантиды — с астероидом (196256) 2003 EH1 и Геминиды — с астероидом (3200) Phaethon. Однако и эти астероиды, по-видимому, имеют кометное происхождение, т.е. являются ядрами (фрагментами ядер) спящих комет (см. для 2008 ED69 аргументы, приведенные в [9], для 2003 EH1 — в [10, 11], для (3200) Phaethon — в работе [12, 13]). Впрочем свойства объекта (3200) Phaethon активно обсуждаются и приводятся аргументы в пользу его астероидной (активного астероида) природы [14–16]. В указанном выше списке Центра метеорных данных MAC также приведены ассоциации метеорных потоков с астероидами (кроме уже указанных выше астероидов) 2004 T10, 2004 HW, 2005 UD и 2009 U10. В [17] отмечено, что возможно астероид 2004 TG 10 является фрагментом кометы Энке. Астероид 2005 UD возможно является фрагментом астероида (3200) Phaethon [18].

Такая статистика объясняет, почему обычно полагают, что практически все метеорные потоки — результат входа в атмосферу Земли метеороидных потоков, образовавшихся при распаде комет вследствие их сближений с Солнцем [11, 19–21]. И все же происхождение некоторой части метеорных потоков объясняется распадом или столкновениями астероидов. В работе [22] приведен список из десяти нумерованных астероидов (из перечисленных выше в список входит только (3200) Phaethon), с которыми ассоциированы ряд метеороидных потоков, однако дальнейших работ по этим ассоциациям найти не удалось. В работах [23–25] и др. обсуждаются возможные физические и динамические процессы формирования метеороидных потоков при столкновениях астероидов, а также отличия в наблюдаемых характеристиках метеоров, обусловленные их происхождением. Например, в работе [26] исследована глубина проникновения в атмосферу одинаковых по массе метеороидов кометного и астероидного происхождения и показано, что астероидные в силу большей плотности проникают глубже.

Пожалуй, самый сильный общий аргумент в пользу существования метеороидных потоков астероидного происхождения состоит в том, что многие метеориты имеют явно астероидное происхождение (например железокосменные, железно-никелевые, ахондриты и т.д.), т.е. они

¹ <https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2022/>

образовались в результате разрушения именно астероидов. Такие разрушения, конечно, вызывают выброс ансамбля частиц различных размеров, т.е. метеороидных роев.

Понятно, что в качестве метеорных потоков проявляются лишь те метеороидные потоки, которые пересекают орбиту Земли, и родителями таких потоков могут быть лишь объекты, сближающиеся с Землей (ОСЗ). Среди ОСЗ комет, сближающихся с Землей (КСЗ), относительно мало. Согласно статистике NASA² на апрель 2023 г. было открыто около 32 тыс. астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), и 121 КСЗ. Почему же большая часть потоков, ассоциируемых с родительскими телами, ассоциируются именно с кометами? Это, по-видимому, обусловлено не столько количеством потенциальных родительских тел, сколько с механизмами образования и эволюции метеороидных потоков.

Особенности образования и эволюции метеороидных потоков кометного происхождения изучались многими авторами (см. ссылки в работах [26–28]). Характерными особенностями является то, что основная фаза отделения метеороидных частиц от ядра кометы протекает в перигелийной зоне и что такие выбросы происходят регулярно. Повторяемость обуславливает постоянную подпитку метеороидного потока на протяжении жизни кометы (для типичных комет — тысячи лет). Это обуславливает относительную стабильность наблюдаемого потока на протяжении такой временной шкалы и облегчает идентификацию потока (ассоциацию с какой-либо кометой), поскольку длительное время сохраняется относительно высокая концентрация метеороидов.

У астероидов выброс вещества при соударении происходит мгновенно и однократно и может происходить в любом месте орбиты, т.е. не обязательно в перигелии, а в зоне, где частота столкновений повышена, либо в зоне, где астероиды подвергаются разрушению по другим причинам. Естественно полагать, что наиболее часто астероиды сталкиваются в зоне Главного пояса, где концентрация астероидов повышена и, более того, АСЗ проводят там большую часть времени.

Считалось, что время жизни метеороидного потока определяется только его динамической эволюцией, никакой “подпитки” здесь уже нет. Но в последнее время интерес привлекает и другой вариант. В [29] показано, что динамические модели популяции околоземных астероидов (NEA) дают большее количество тел с перигелием вблизи Солнца, чем это следует из наблюдений, и предполагается, что АСЗ с малыми перигелиями подвергаются “суперкатастрофическому разрушению” в результате не вполне понятного про-

цесса. Механизм разрушения, хотя и явно связан с высокой температурой, не является тривиальным. Возможно, что горные породы распадаются на мелкие частицы в результате термического растрескивания верхнего слоя, а затем самые мелкие частицы сдуваются с астероида радиационным давлением. В [30] сделано предположение, что суперкатастрофическое разрушение может быть вызвано столкновениями с метеороидами, которые достигают высоких скоростей и концентрации в околосолнечной области. В этом случае астероиды могут сбрасывать верхние слои неоднократно, хотя и не периодически, и как раз в зоне перигелия, т.е. почти по кометному образцу. В целом все-таки такие суперкатастрофические разрушения редки, поскольку число АСЗ с очень малыми перигелийными расстояниями относительно невелико. Как видно из рис. 1, построенного по ансамблю известных АСЗ (данные с сайта Центра малых планет³), количество АСЗ, имеющих $q < 0.2$ а.е. (термические эффекты могут быть существенны лишь при высоких температурах $T > 600$ К, что соответствует $q < 0.2$ а.е.), составляет лишь примерно 0.3% от общего числа.

Динамическая судьба метеороидного потока определяется несколькими факторами: параметрами орбиты родительского астероида, положением родительского астероида на орбите в момент столкновения, энергией столкновения, спектром масс (размеров) и скоростей выброшенных фрагментов, а также геометрией выброса. Параметров много, и пока что достаточно полной теоретической картины образования астероидных метеороидных потоков не существует. Эта проблема имеет помимо чисто научных аспектов и определенный практический интерес. Безопасность космической деятельности в околоземном космическом пространстве (ОКП) в значительной степени определяется свойствами потока метеороидов в ОКП. Необходимо прогнозировать параметры потока: концентрацию частиц, их размеры, скорость и т.д. Все эти параметры зависят от условий образования потока, его возраста, динамической эволюции и т.д., т.е. от характеристик, которые помогают определить и наблюдения, и теория. Мы полагаем, что несмотря на определенный прогресс в понимании образования метеороидных потоков, образование и эволюция метеороидных потоков астероидного происхождения остаются гораздо менее изученными по сравнению с метеороидными потоками кометного происхождения.

В данной работе мы рассматриваем теоретические аспекты образования и эволюции метеороидных потоков астероидного происхождения, которые могут вносить вклад в населен-

² <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html>

³ <https://minorplanetcenter.net>

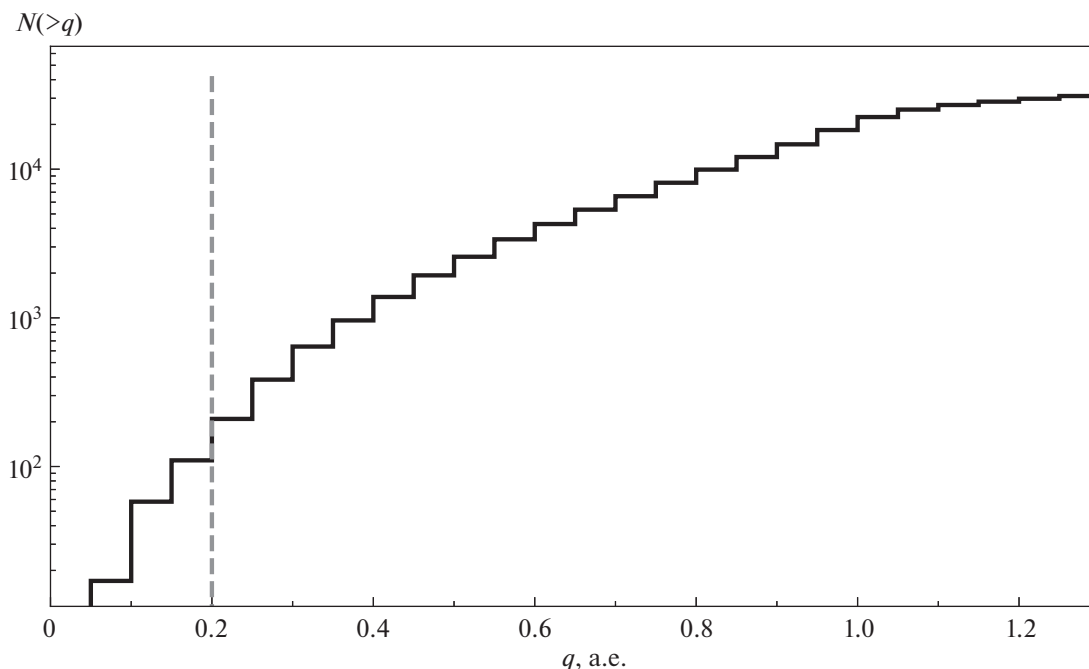


Рис. 1. Распределение АСЗ по перигелийному расстоянию.

ность околоземного пространства метеорными телами. В разделе 2 описана постановка задачи, включая такие аспекты, как принятая картина образования метеороидных потоков при столкновениях астероидов, распределение масс и скоростей образовавшихся частиц (фрагментов), метод расчета динамики метеороидных потоков и населенности ОКП, выбор начальных параметров моделей. В разделе 3 представлены результаты, т.е. описаны картина динамической эволюции для базовой модели, зависимость эволюции от размера метеороидных частиц и начального распределения скоростей фрагментов. Также обсужден вопрос о возможности точного прогнозирования интенсивности метеороидных потоков в ОКП. Сравнение темпов производства метеороидов кометами и астероидами выполнено в разделе 4, а заключение дано в разделе 5.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Общая картина происхождения метеороидных потоков при столкновениях астероидов

Полагаем, что метеороидный поток астероидного происхождения рождается при столкновении АСЗ с меньшим по размеру астероидом Главного пояса астероидов (ГПА). АСЗ при этом находится в афелийной зоне орбиты, т.е. в ГПА, т.к. согласно [31] источником 95% АСЗ является именно ГПА. Столкновения в этой зоне наиболее часты, да и АСЗ большую (значительную) долю времени проводят именно в афелийной зоне.

На рис. 2 дана базовая картина выброса частиц при столкновении астероида-ударника с (более массивным) астероидом-мишенью. Толщина и густота стрелок соответствуют размеру и числу частиц и иллюстрируют тот факт, что крупных частиц (более толстые стрелки) меньше, чем мелких (более тонкие стрелки). Длина стрелок иллюстрирует зависимость скорости от размера (радиуса) выбрасываемых частиц. Также показано поле скоростей фрагментов, образовавшихся при бомбардировке базальтовой мишени в лабораторном эксперименте [32].

В результате столкновения происходит выброс вещества в конус с полным углом раствора α . В работе [33] приведены статистические результаты: параметры воронок от наземных взрывов химических и ядерных взрывных элементов. Диапазон энергий взрывов химических зарядов весьма широк — от 1 т до 5 кт тротилового эквивалента. Воронки (кратеры) характеризуются следующими показателями: в мягких породах отношение h_c/D_c , где h_c и D_c — глубина и диаметр кратера, составляет примерно 0.27, в более твердых трещиноватых горных породах 0.23. При условной конической форме воронки это дает полные углы раствора $\alpha = 122^\circ$ и 131° соответственно. Согласно [34] глубина природного земного кратера связана с диаметром кратера соотношением $h_c/D_c = 0.20$. Наблюдения ансамблей кратеров примерно одного возраста на одном и том же астероиде дают разброс, обусловленный прежде всего различием свойств различных

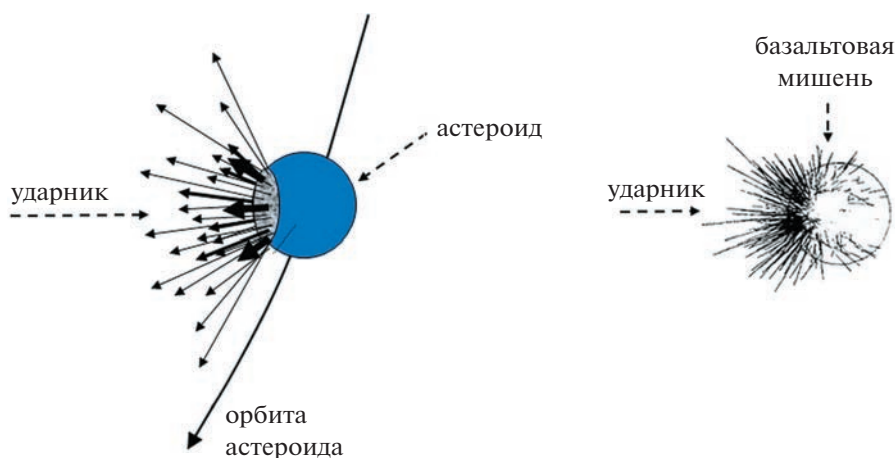


Рис. 2. Слева: схема вылета частиц (метеороидов) из кратера, образовавшегося при столкновении астероидов. Справа: векторы скоростей (без стрелок) фрагментов, образовавшихся при бомбардировке базальтовой мишени в лабораторном эксперименте [32].

участков поверхностей. Согласно [35] распределение h_c/D_c для ансамбля из примерно 500 кратеров в диапазоне размеров от 3 до 63 км на астероиде 4 Веста соответствует распределению по Гауссу в диапазоне 0.05–0.4 с максимумом 0.18. В дальнейшем мы примем это значение.

В натурном космическом эксперименте DART угол раствора конуса выброса определен как $125^\circ \pm 10^\circ$ [7]. Впрочем, как показано в работе [28], в которой моделировались образование и эволюция метеороидного потока, связанного с ядром кометы, эволюция метеороидного потока слабо зависит от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий и притом единственный конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного существеннее. В классической работе [36], в которой обобщен большой опыт натуральных и теоретических экспериментов, показано, что рассчитанные скорости выброса нечувствительны к углу выброса. Следовательно, можно принять простую схему выброса в полусферу ($\alpha = 180^\circ$) с одной (для данного размера частиц) скоростью. Обсуждению скорости выброса посвящен следующий подраздел.

При столкновении из кратера выбрасывается вещество массой M_c . Ее можно оценить, предполагая коническую структуру кратера: $M_c = \pi/12 D_c^2 h_c \rho_t$, где ρ_t — средняя плотность мишени. Размер кратера зависит от энергии (скорости и массы) ударника. Режим образования кратеров на небольших астероидах (менее ~10 км) при характерной прочности ~1 кПа и ударниках размером не более 100 м является прочностным (см. более подробно в [4]). Размеры такого крате-

ра (диаметр кратера D_c) можно оценить с использованием выражения из работы [37],

$$D_c = 2.06 r_p \left(\frac{\rho_t V_p^2}{Y} \right)^{0.205} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.40}, \quad (1)$$

где r_p и V_p — радиус и скорость ударника, ρ_t и ρ_p — плотности астероида-мишени и ударника соответственно.

Оценим массу M_c вещества, выброшенного из кратера:

$$M_c \approx 0.412 r_p^3 V_p^{1.23} \rho_t^{1.615} / Y^{0.615} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{1.2} \text{ кг}. \quad (2)$$

Это оценочная формула. Зависимость от ρ довольно сильная, но сама плотность астероидов варьируется не очень существенно, в пределах $\sim (1-5) \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, так что фактор $\rho^{1.615}$ может дать разброс примерно в порядок величины. Прочность Y может варьироваться для разных веществ на несколько порядков величины от астероида к астероиду (у астероидов С и М классов, например), к тому же и структура астероидов может быть весьма различной — от “кучи щебня и пыли”

до монолита [38]. Так что фактор $Y^{0.615}$ тоже может дать разброс не менее порядка величины. Правда оба этих фактора (плотность и прочность), вероятно, работают “навстречу” друг другу, т.к. менее плотные объекты обычно являются менее прочными. В целом использовать формулу (2) можно что называется “по порядку величины”, если ρ и Y заранее неизвестны. Для дальнейшего рассмотрения примем, что $\rho_p = \rho_t = \rho$. Приняв типичные значения $\rho = 2000 \text{ кг/м}^3$ и $Y = 1 \text{ кПа}$ (примерно такая оценка по результатам

космических экспериментов для астероидов Итокава, Бенну, Рюгу, Диморфос), получим оценочное выражение:

$$M_c \approx 1260 r_p^3 v_p^{1.23} \text{ кг.} \quad (3)$$

Для примера оценим массу выброшенного вещества при соударении астероида-мишени и ударника размером $r_p = 5$ м со скоростью $v_p = 5000$ м/с. Получим $M_c = 5.58 \times 10^9$ кг. Интересно применить формулу (2) для оценки массы выброса в эксперименте DART. Согласно [39] в момент удара масса КА, т.е. ударника, была 580 кг, скорость 6.14 км/с. Эти авторы оценили плотность астероида в 2400 кг/м³. Приведенный к этой плотности эффективный радиус ударника будет 0.73 м. Применяя (2), получим $M_c \approx 3.94 \times 10^3$ т. Близкая априорная оценка (5 тыс. т) дана в [40]. Апостериорные оценки M_c варьируются в диапазоне 1–10 тыс. т. В общем, использовать формулы (2) и (3) для оценки M_c “по порядку величины” представляется возможным.

Как мы видели, при типичных скоростях столкновений выброшенная масса в несколько тысяч раз превышает массу ударника. Однако формулы (2) и, соответственно, (3) применимы не во всем диапазоне размеров и скоростей ударников. Согласно [41] (см., напр., таблицу 3.3 из этого классического пособия) в (суб)миллиметровом диапазоне размера ударников отношение выброшенной массы к массе ударника примерно такое же, как и для более крупных ударников, а вот для ударников микронного размера это отношение близко к 1–5. В работе [42] изучались микрократеры в обычном натриево-известковом стекле при бомбардировке микроударниками из полистирола низкой плотности ($\rho = 1.06$ г/см³) с массами от 0.7 до 62 пикограмм и скоростями от 2 до 14 км/с. При нормальном падении общая смещенная масса M_e материала мишени на единицу кинетической энергии снаряда медленно увеличивается вместе с кинетической энергией ударника E (здесь измеряется в микроджоулях) как $M_e = 230 E^{1.1}$ пикограммов. Это означает, что при ударе снаряда массой 50 пг со скоростью 5 км/с будет выброшена масса 115 пг. В дальнейших расчетах это нужно учитывать. Мы вводим корректирующий множитель $k(d_p)$, который на шкале размеров ударников от $d_p = 100$ мкм до 1 мкм уменьшается от 1 до 0.001.

Выброшенное при ударе вещество представлено в виде частиц различного размера, вылетающих с различными скоростями. В принципе задача динамической эволюции метеороидного роя и заключается в отслеживании движения этих частиц. Количество частиц определяется массой и

распределением частиц по размерам (обсуждается в следующем разделе).

2.2. Распределение масс и скоростей фрагментов при столкновениях

Выброс вещества из родительского тела со скоростью, превышающей скорость убегания, приводит к образованию комы из выброшенных фрагментов, в которой изначально много очень мелких частиц (микронного размера). Поскольку общая площадь таких частиц велика, они рассеивают гораздо больше солнечного излучения, чем более крупные частицы. Эти частицы, как правило, выбрасываются с большими, чем более крупные фрагменты, скоростями (см. далее), затем они быстро рассеиваются, поэтому поярчение и последующий спад блеска происходят на короткой шкале времени. Пример — кривая блеска двойного астероида Дидим во время столкновения с КА DART, приведенная в работе [43, рис. 2]. Более крупные частицы выбрасываются с меньшими скоростями и из них образуется ансамбль в виде “хвоста”, который затем относительно медленно расплывается по орбите и образует метеороидный поток. Эти частицы тоже вносят свой вклад в блеск объекта. Детали картины получающегося выброса зависят от распределения масс (размеров) и скоростей выбрасываемых частиц (метеороидов).

Практически во всех теоретических исследованиях выбросов частиц при ударах принимается, что конкретное исходное распределение частиц по размерам имеет степенной вид $dn = C_r r^{-s_r} dr$ (dn — число частиц, значения радиусов которых r лежат в интервале $[r, r + dr]$) и характеризуются минимальным и максимальным размерами (радиусами) $r_{\min}$ и $r_{\max}$ и наклоном (индексом) s_r . C_r — фактор, значение которого определяется общим количеством частиц в ансамбле. В данной работе выбраны значения $r_{\min} = 0.05$ мм и $r_{\max} = 50$ мм.

Степенной спектр масс выглядит аналогично, его индекс s связан с s_r как $s_r = 3s - 2$. Здесь спектры представлены в дифференциальной форме, в кумулятивной форме значения индексов меньше на 1. Значения $s < 2$ ($s_r < 4$) указывают на то, что в более крупных (массивных) частицах содержится большая часть массы ансамбля частиц, а значения $s > 2$ ($s_r > 4$) указывают на то, что большая часть массы сосредоточена в мелких частицах.

Исследованиям спектра масс фрагментов, образующихся в результате разрушительных столкновений между твердыми телами, посвящено множество работ. Согласно моделям [44–47] индекс спектра масс фрагментов астероида, образо-

вавшихся при высокоскоростном ударе, близок к $s = 2$. Важную информацию дают лабораторные и натурные эксперименты. Для изучения столкновительной эволюции астероидов и моделирования их фрагментации при соударении проводились экспериментальные исследования по разрушению твердых тел при высокоскоростном ударе. Было выполнено много экспериментов по удару более мелкого тела — ударника о более крупное — мишень для изучения масс (размеров), форм, скоростей и вращения образовавшихся в результате разрушения мишени фрагментов (см. хороший обзор в [48]). Экспериментальные исследования проводились для разных форм, размеров, структур, и материалов мишени (базальты, гипс, пироксилит, керамика, цементные смеси, стекло, искусственно созданные конгломераты, образцы метеоритов: обыкновенные и углистые хондриты), и для разных скоростей, форм и материалов ударника. Согласно [48] по результатам большинства экспериментов значения s лежат в диапазоне 1.65–1.88 и, соответственно, s_r в диапазоне 2.95–3.64. По результатам эксперимента DART по профилям яркости хвоста из совокупности длительных экспозиций с момента $T + 5$ ч до последней совокупности при $T + 18.5$ дней показатель дифференциального распределения частиц по размерам s_r , полученный из линейной части профилей яркости хвоста на различных изображениях, определен как 2.7 ± 0.2 [7]. Важные данные о зависимости числа объектов естественного происхождения от их размера (массы) в ближнем космосе дает диаграмма в работе [49, рис. 10] (она также представлена в расширенном виде в статье [27, рис. 1]). На этом рисунке показана сводная статистика (по многим экспериментам и моделям) столкновений объектов естественного космического мусора с Землей за год. Согласно [49] в указанном выше диапазоне размеров метеороидов $s_r \approx 3.7$ –4.0. Имея в виду этот разброс, при моделировании процесса образования и эволюции метеороидных потоков логично использовать (протестировать) несколько значений $s_r = 2.5, 3.3, 4.0$, считая стандартным (номинальным) значением 3.3.

Столь же значителен разброс оценок спектра скоростей разлета частиц при высокоскоростных ударах. В работе [27] проведен небольшой анализ этого вопроса. Продолжим этот анализ, привлекая некоторые дополнительные материалы. Как и в спектрах по массам и размерам частиц, вслед за многими исследователями примем степенную форму связи размера (радиуса) r выброшенных при ударе частиц, и их скоростей в виде $v(r) \propto r^{-\beta}$. В работе [50] приведен результат оценки β для крупных фрагментов выбросов из лунных кратеров и показано, что $\beta = 0.4$ –0.66. В компиля-

тивной работе [51] собраны сведения о многих кратерах на Луне, Меркурии, Марсе, Европе и Ганимеде и представлена зависимость $v(r) \propto r^{-1}$. Конечно, во всех таких исследованиях широко используются модельные представления. В лабораторных экспериментах удается пронаблюдать ударные процессы с высоким временным и пространственным разрешением, но на малых пространственных масштабах. В статье [32] приведены результаты эксперимента, в котором базальтовые и глиноземные сферы диаметром 6 см обстреливались нейлоновыми ударниками диаметром 7 мм со скоростями 3–4 км/с. Из высокоскоростных фотографических записей, сделанных с двух ортогональных направлений, с помощью процессора обработки изображений были получены скорости, положения и размеры нескольких сотен фрагментов. Определены трехмерные скорости фрагментов и получена некоторая средняя зависимость скорости фрагмента (размером более 1 мм) от его массы $v(m) \propto m^{-1/6}$. Эта зависимость показана на рис. 3 штрихпунктирной линией. В работе [52] приведены результаты аналогичного эксперимента — бомбардировка гипсовой мишени нейлоновым ударником со скоростью 4 км/с. Отмечено несколько фаз выброса: сначала регистрируется вылет очень мелких частиц (< 0.1 мм) с высокими скоростями (до ~ 1 км/с), затем частиц размером 0.1–1 мм со скоростями до 200 м/с, и затем частиц размером 0.1–10 мм со скоростями в несколько метров в секунду. В этой последней фазе мелких частиц также много (до 90% от общего числа). Некоторая средняя зависимость скорости v от массы m частиц подчиняется закономерности $v(m) = 6.4(m/M_t)^{-0.16}$ м/с, где M_t — масса мишени. Это означает, что зависимость скорости v от диаметра частицы a можно записать в виде $v(a) = 16.6a^{-0.48}$ (диаметр частицы a в см, v в м/с). Эта зависимость также показана на рис. 3 (штриховой линией). Наклон графика зависимости тот же, что и в работе [32], вертикальный сдвиг объясняется разными подходами к усреднению.

Принимая во внимание приведенные результаты разных авторов, мы в качестве “нулевого” приближения используем распределение максимальных скоростей фрагментов радиуса r в виде

$$v(r) \approx C_{v-r} \left(\frac{r}{1 \text{ см}} \right)^{-2/3} \text{ м/с.} \quad (4)$$

В качестве базовой возьмем зависимость при значении фактора $C_{v-r} = 10$ м/с. Соответствующая кривая (сплошная линия) нанесена на рис. 3. В моделировании желательно учитывать большой разброс от зависимости (4) (см. рис. 3). Можно,

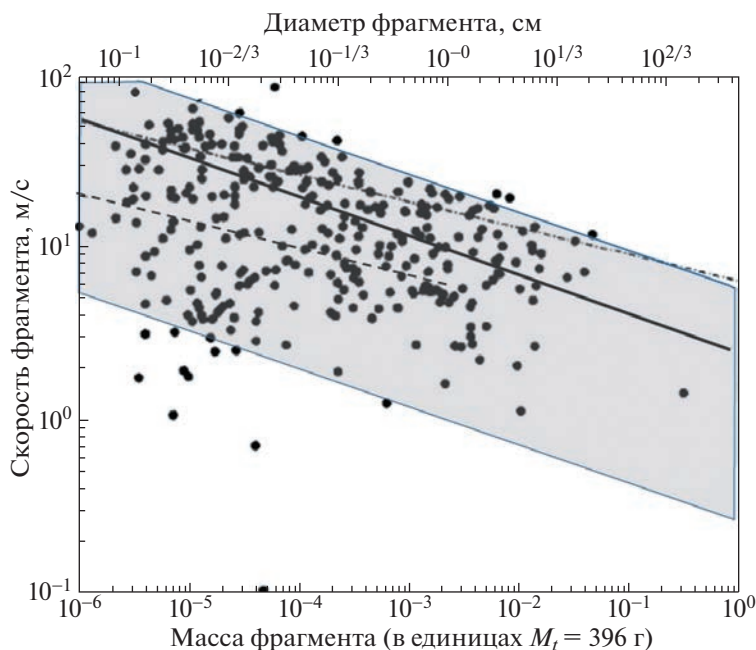


Рис. 3. Скорости и массы фрагментов в лабораторных экспериментах высокоскоростных соударений. Точки — данные [32], штрихпунктирная линия — приближение из [32], штриховая линия — [52], сплошная линия — наше приближение (4), полученное при плотности мишени 2000 кг/м^3 . Затонирована область значений при варьировании фактора C_{v-r} в зависимости (4) (см. текст).

например, искусственно рассеивать параметры модельных фрагментов в области (r, v) относительно основной зависимости (4). Простой способ — задать несколько значений фактора C_{v-r} . Чтобы покрыть большую часть области, содержащей точки (данные измерений) на рис. 3, мы задали значения C_{v-r} в диапазоне 1–22 м/с.

Согласно [53], в экспериментах по бомбардировке льдосодержащих силикатных мишеней максимальные скорости разлета фрагментов не превышали 700–800 м/с, независимо от скорости ударника (варьировалась в пределах 0.9–11 км/с). Это важно для постановки задачи, поскольку именно в таких пределах значений скорости происходит большинство столкновений астероидов в Главном поясе [54].

2.3. Методика моделирования и начальные значения параметров

Основными начальными параметрами, определяющими динамическую эволюцию метеороидного потока, образовавшегося при столкновении ударника с АСЗ, помимо элементов орбиты родительского тела, являются момент выброса (положение астероида на орбите в момент столкновения), а также распределения выбрасываемых метеороидов по скорости и размеру (массе). Полагаем, что выброс (столкновение) происходит в

Главном поясе астероидов, где концентрация ударников относительно высока. В качестве родительского АСЗ был рассмотрен модельный астероид со следующей орбитой в гелиоцентрической системе координат: перигелийное расстояние $q = 0.9 \text{ а.е.}$, афелийное расстояние $Q = 3 \text{ а.е.}$ (большая полуось $a = 1.95 \text{ а.е.}$, эксцентриситет $e = 0.54$), наклонение $i = 10^\circ$, долгота восходящего узла $\Omega = 50^\circ$, аргумент перицентра $\omega = 50^\circ$. Такие орбитальные параметры соответствуют средней орбите среди АСЗ, афелий которых расположен в ГПА. С одной стороны, астероид пересекает Главный пояс при прохождении афелийного участка орбиты, с другой — орбита проходит достаточно близко к орбите Земли, чтобы регистрировался получающийся метеорный поток. Считаем, что столкновение происходит в афелии орбиты АСЗ.

Для расчетов выбраны четыре значения радиусов частиц: 0.005, 0.05, 0.5 и 5 см. В качестве параметра модели выберем начальную скорость выброса частиц, будем варьировать коэффициент C_{v-r} в выражении (4). Для базовой модели примем среднее значение $C_{v-r} = 10$. В табл. 1 собраны полученные значения скорости для частиц каждого размера. Параметр β , относится к силам радиационного характера (см. ниже). Также в таблице указаны цвета, которые будут использованы в

Таблица 1. Параметры метеороидов в моделях

Размер частицы, мм		0.05	0.5	5.0	50
Параметр β_r		5.7×10^{-3}	5.7×10^{-4}	5.7×10^{-5}	5.7×10^{-6}
Модель	C_{v-r}	Скорость частицы, м/с			
M1	1	34.20	7.37	1.59	0.34
M10	10	341.99	73.68	15.87	3.42
M22	22	752.39	162.01	34.92	7.52
Цветовое обозначение		желтый	красный	зеленый	синий

дальнейшем для маркировки размеров метеороидов на рисунках.

Динамическая эволюция метеороидного потока исследовалась численно путем интегрирования движения ансамбля частиц-метеороидов в Солнечной системе с учетом гравитационных и негравитационных сил. Методика схожа с использованной в работе [28]. Для каждого расчета задавалось 10^5 частиц каждого типа (размера). Интегрирование производилось при помощи программного комплекса REBOUND [56] с использованием гибридной схемы MERCURIUS [56]. Учитывались гравитационные возмущения от планет Солнечной системы и силы радиационного характера (давление излучения и эффект Пойтинга-Робертсона). Действие радиационных сил принято характеризовать параметром $\beta_r = F_r/F_g$, показывающим величину данной силы по отношению к тяготению Солнца [57]. В табл. 1 приведено значение параметра β_r для частиц каждого типа. Для более детального исследования влияния различных факторов на динамику потока был произведен ряд вспомогательных расчетов без учета радиационных сил и гравитационных возмущений.

Начальные положения для планет Солнечной системы были сгенерированы при помощи онлайн-службы NASA JPL HORIZONS⁴ на момент времени 00:00 05.02.2023 UTC (J2000). Положение родительского тела задавалось в соответствии с параметрами орбиты, указанными выше. Начальные положения частиц-метеороидов предполагаются совпадающими с положением родительского астероида, который находится в афелии. Величины начальной скорости частиц выбираются в соответствии с формулой (4) с коэффициентами, приведенными в табл. 1. Распределение начальных скоростей по направлениям генерировалось при помощи генератора случайных чисел, так чтобы получилось изотропное распределение в полусфере, ориентированной по вектору скорости родительского астероида. На-

чальный момент времени $t = 0$, старт моделирования совпадает с моментом столкновения.

Структура потока изучалась при помощи расчета плотности частиц вдоль орбиты родительского тела. Для этого на эллипсе, который соответствует орбите родительского астероида, брались точки с шагом 1° по истинной аномалии v и подсчитывалось количество частиц каждого размера в сфере радиусом R_{cs} вокруг каждой точки (см. подробнее в [28]). Аналогичный подход применяется для изучения плотности метеороидов вдоль Земной орбиты: подсчитывается число частиц вокруг точек, лежащих на Земной орбите. В реальных потоках соотношение количества частиц разного размера таково, что на каждую крупную частицу может приходиться много (миллиарды) мелких частиц. На данный момент не представляется возможным в численном эксперименте воспроизвести реальное распределение частиц по размерам, поэтому для оценки плотности метеороидных частиц полученную плотность модельных частиц в каждом расчете необходимо нормировать в соответствии с принятым начальным распределением частиц.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ АСТЕРОИДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

3.1. Картина динамической эволюции в базовой модели

Как было показано в работе [28], почти при любой геометрии выброса частиц из кометного ядра тела на начальной фазе динамической эволюции выброса образуется узкий, вытянутый вдоль орбиты хвост из частиц выброса. При выбросе, вызванном столкновением, наблюдается схожая картина. На левой панели рис. 4 показан вид метеороидного потока на ранней стадии (возраст потока $t = 1.37$ лет) в проекции на плоскость эклиптики вблизи перигелия орбиты родительского тела. Здесь частицы успели сделать лишь пол-оборота по орбите.

⁴ <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/app.html>

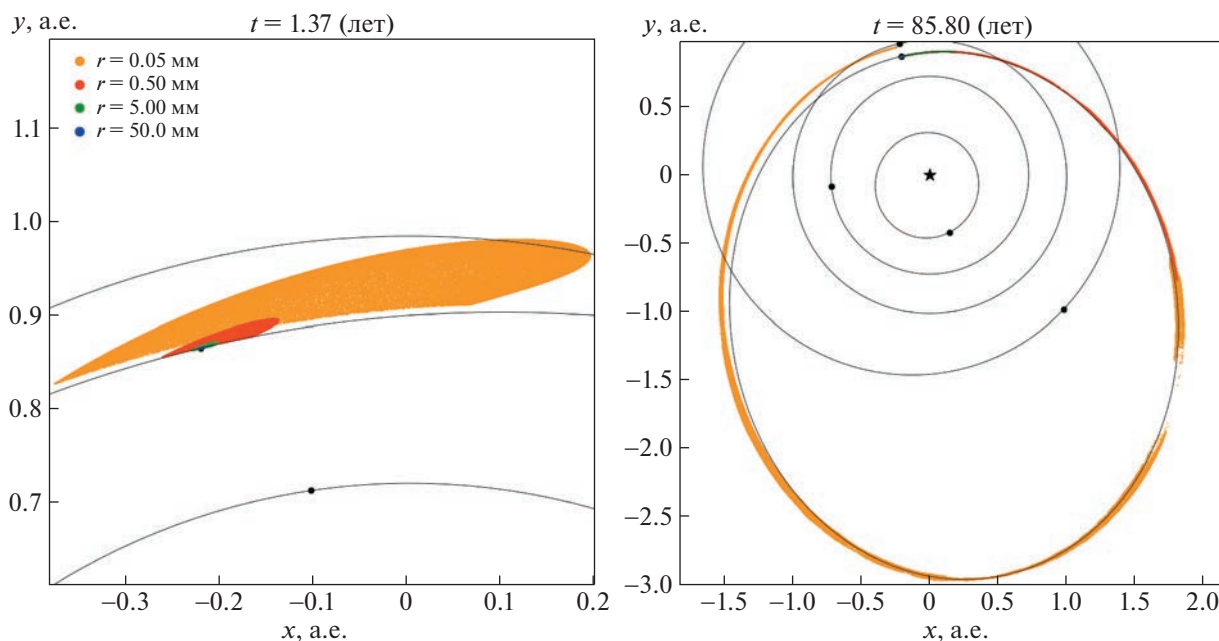


Рис. 4. Вид метеороидного потока в проекции на плоскость эклиптики в различные моменты времени. Черными звездочкой и точками обозначены обозначены Солнце, планеты и родительское тело. Их орбиты показаны черными линиями, цветными точками изображены метеороиды различного размера.

Распределение модельных частиц потока относительно орбиты родительского тела показано на рис. 5 (сплошными линиями). Также на рис. 5 для иллюстрации роли различных сил приведены распределения метеороидов вдоль орбиты родительского тела с учетом и без учета радиационных и гравитационных возмущающих сил (верхняя и нижняя панель). Для наглядности показано количество модельных частиц, начальное число которых одинаково для всех типов во всех расчетах. Так как частицы еще не успели далеко отойти от родительского тела, можно использовать сравнительно небольшой радиус сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е.

Из рисунка видно, что более мелкие частицы относительно быстро распространяются вдоль орбиты АСЗ, что связано с существенно большими начальными скоростями. Также заметно влияние радиационных сил, график распределения, соответствующий $r = 0.05$ мм, существенно меняется при добавлении этого вида сил. Можно отметить несимметричность распределения частиц относительно родительского тела, которая вызвана по большей части несимметричностью самого выброса. Воздействие гравитационных возмущений на ранней стадии, наоборот, более заметно для крупных частиц (рис. 5, нижняя панель). Мелкие частицы имеют существенно (на порядки) большую начальную скорость (см. табл. 1) и поэтому воздействие гравитационных возмущений на раннем этапе малозаметно.

В ходе эволюции, за счет разницы в начальной скорости и действия негравитационных сил, частицы постепенно распределяются по орбите, в итоге образуя эллиптическое кольцо. На рис. 4 (справа) показан вид потока в момент времени, когда совокупность всех частиц образует такое кольцо ($t = 85.8$ лет), родительское тело при этом совершило 31 полный оборот и находится вблизи перигелия. Кольцо еще не полностью замкнуто, так как сегменты кольца образованы частицами различных размеров, которые эволюционируют по-разному. В дальнейшем, частицы каждого размера распределятся так, что будет образовано замкнутое кольцо с частицами каждого типа. Частицы меньшего размера, очевидно, сформируют кольцо быстрее. На рис. 6 показано распределение частиц вдоль орбиты АСЗ для $t = 85.8$ лет. Так как частицы уже отошли дальше от родительского тела, то применяется сфера подсчета большего радиуса $R_{cs} = 0.05$ а.е.

Видно, что распределение частиц сильно неоднородно вдоль орбиты, заметна “рваная” структура потока. Это результат сближений частиц метеороидного потока с планетами. Об этом можно судить по плавному виду штриховых линий на нижней панели рис. 6, относящихся к модели без учета гравитационных возмущений и радиационных сил. Понятно, что все эти существенные изменения плотности потока метеороидов вдоль орбиты можно прогнозировать, только точно зная время столкновения и

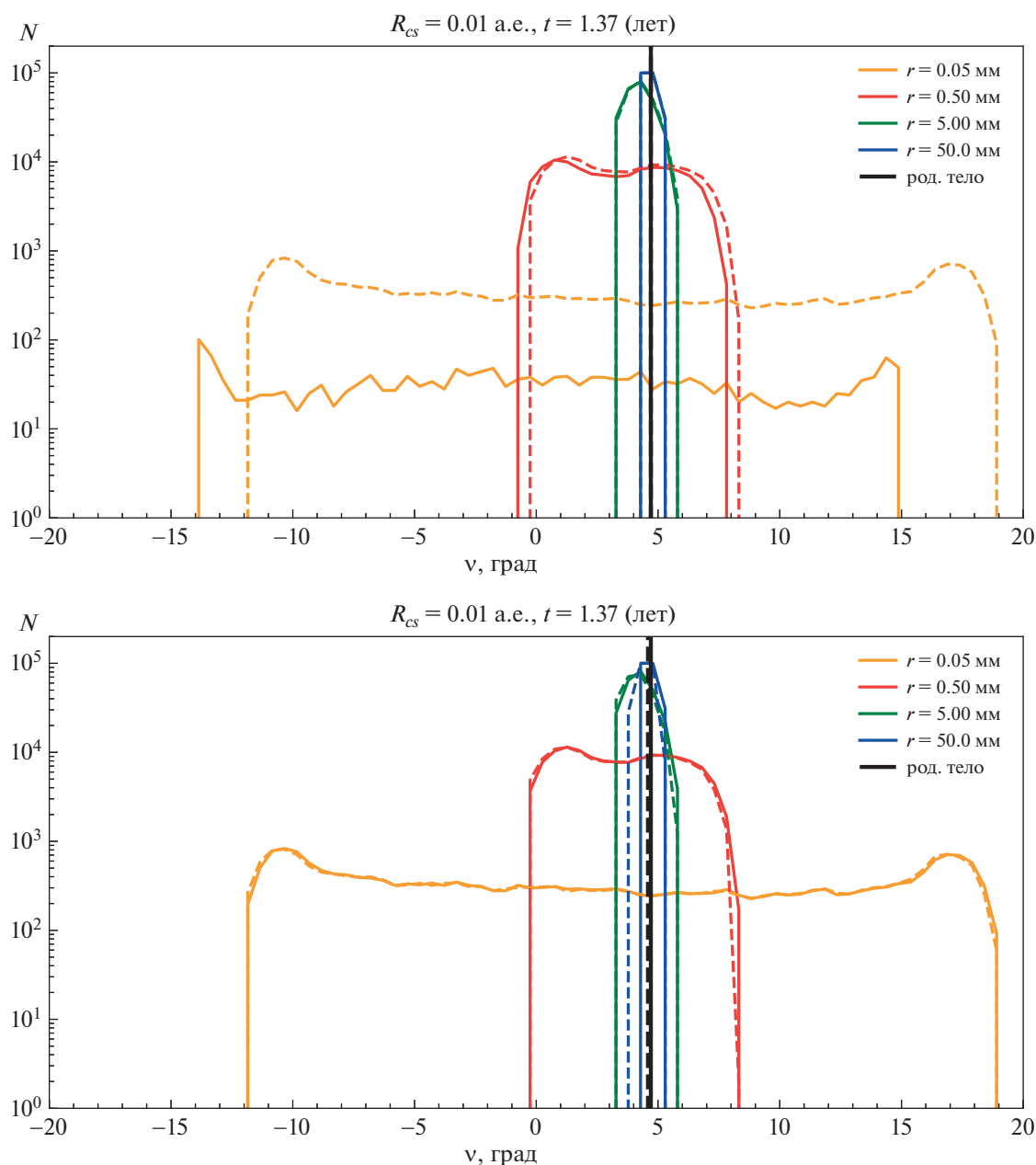


Рис. 5. Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 1.37$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учетом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии — с учетом возмущений, но без учета радиационных сил. Снизу: сплошные линии — модель с учетом гравитационных возмущений, штриховые линии — модель без учета гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

положение астероида в этот момент. Поскольку моменты столкновений у АСЗ мы не знаем, прогнозировать интенсивность (плотность) потока метеороидов астероидного происхождения в окрестности Земли практически невозможно.

Также на верхней панели рис. 6 можно заметить, что сплошная желтая линия (соответствующая

частицам $r = 0.05$ мм в модели с учетом как гравитационных возмущений, так и радиационных сил) обрывается примерно на $\nu = -90^\circ$ и снова возникает вблизи $\nu = 120^\circ$, в то время как штриховая линия (соответствующая модели, в которой радиационные силы уже не учитываются) отсутствует на промежутке от $\nu \simeq 40^\circ$ до

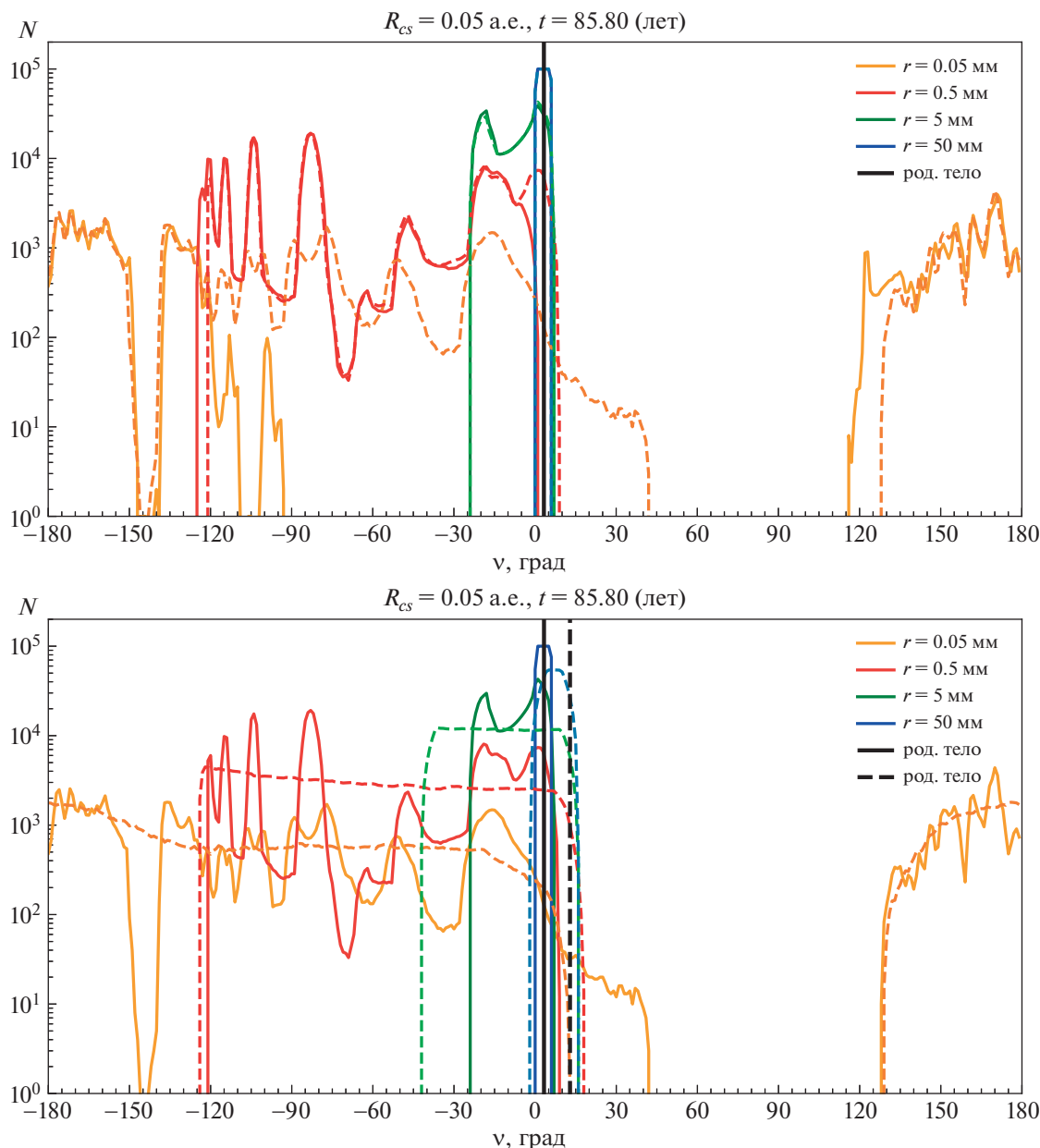


Рис. 6. Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 85.8$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е., $v = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учетом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии — с учетом возмущений, но без учета радиационных сил. Снизу: сплошные линии — модель с учетом гравитационных возмущений, штриховые линии — модель без учета гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

$v \simeq 130^\circ$. В этих промежутках ($N = 0$) частицы не попадают в сферу подсчета. Такая существенная разница вызвана тем, что в модели с учетом радиационных сил метеороиды отдаляются от орбиты родительского тела, это хорошо заметно на рис. 4. Отметим также, что сплошные и штриховые линии, соответствующие частицам других размеров, мало отличаются друг от друга, данные ча-

стицы менее подвержены действию радиационных сил.

Одной из особенностей метеороидных потоков, образованных путем столкновения АСЗ с объектами, ГПА является то, что выброс вещества происходит в афелии, и поток, особенно на начальной стадии, имеет максимальную ширину вблизи перигелия и, соответственно, минималь-

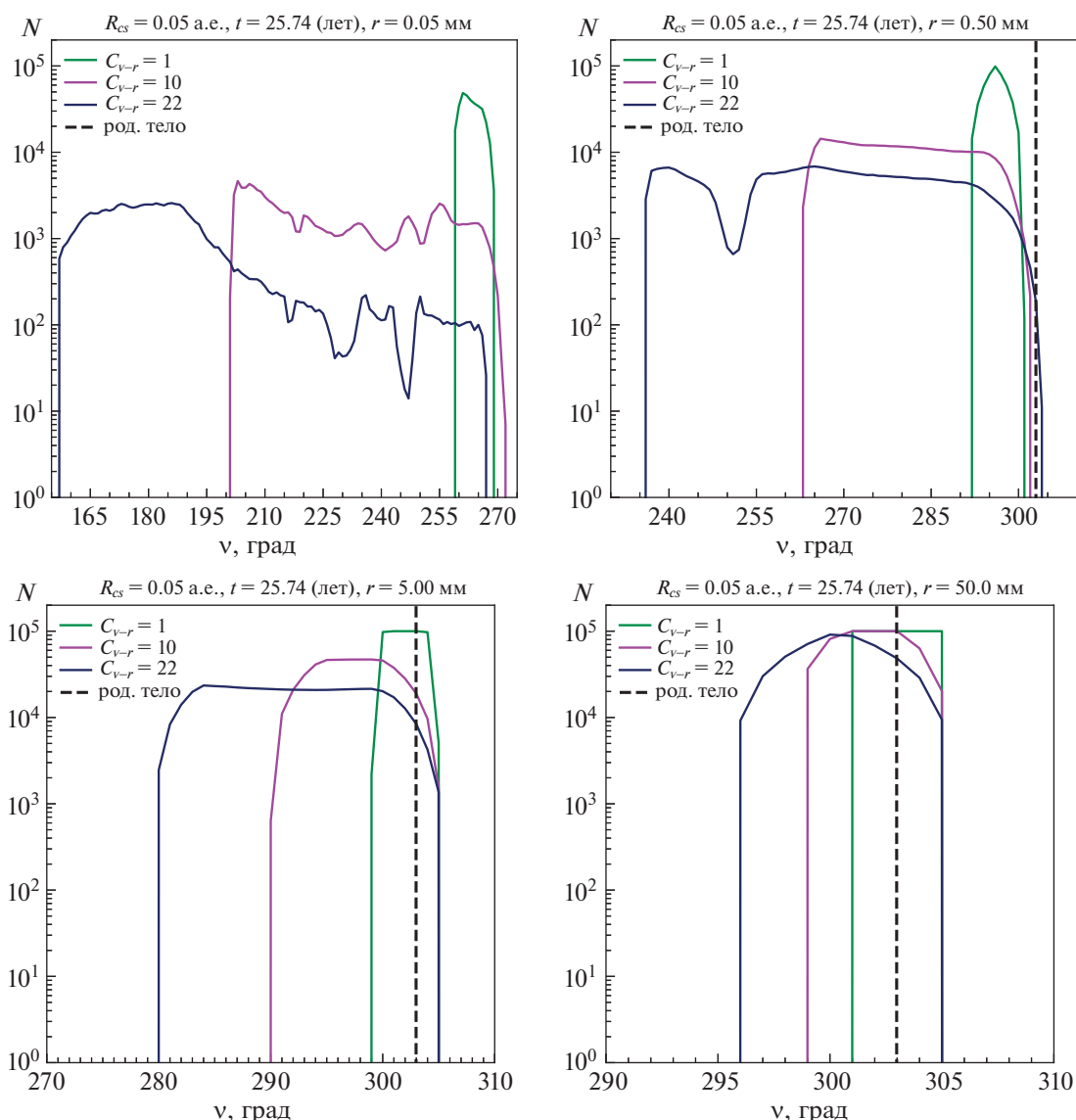


Рис. 7. Распределение вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) метеороидов четырех рассмотренных размеров r в моделях M1, M10 и M22 для момента времени $t = 25.74$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е. Цвета маркируют различные значения коэффициента скорости C_{v-r} .

ную вблизи афелия. Это отличает такие потоки от потоков, образованных кометной активностью. Другая особенность состоит в том, что поток, порожденный столкновением, содержит частицы, выброшенные единожды в момент столкновения, в то время как кометные потоки пополняются при каждом сближении кометы с Солнцем на протяжении всего времени жизни кометы в активном состоянии. Вследствие этого можно ожидать, что в среднем метеорные потоки астероидного происхождения будут слабее и период их активности для ежегодного наблюдения будет существенно меньше. Эта особенность усложняет идентификацию родительского тела.

3.2. Зависимость эволюции от начальной скорости

При постановке задачи было отмечено, что скорость выброса для частиц одного и того же размера при столкновении может значительно варьироваться. На рис. 7 изображено распределение частиц вдоль орбиты родительского тела на момент времени $t = 25.4$ лет при различном значении коэффициента C_{v-r} .

Начальная скорость частиц малого размера больше и можно заметить существенное изменение формы распределения для этих частиц. Видно, что чем больше начальная скорость, тем быстрее поток “растягивается” по орбите. Время “за-

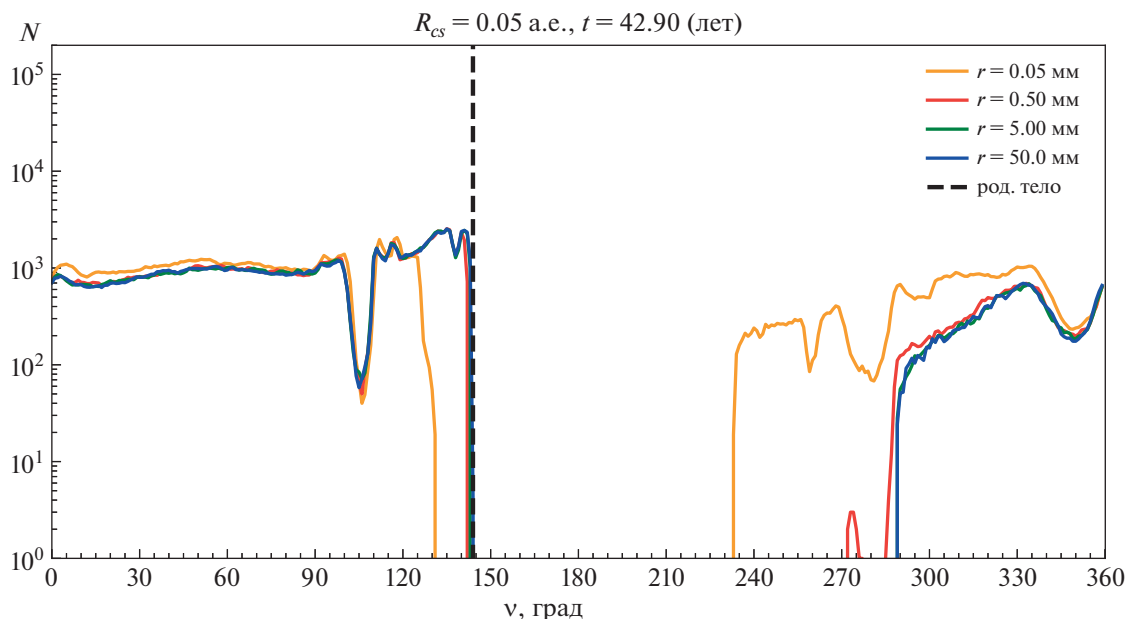


Рис. 8. Число частиц вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) в модели с одинаковой начальной скоростью $v_0 = 300$ м/с для момента времени $t = 42.9$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

мыкания” потока в кольцо, соответственно, уменьшается.

Для дополнительной иллюстрации воздействия сил радиационного характера был произведен расчет, в котором все частицы имели одинаковую начальную скорость, равную 300 м/с, что приблизительно соответствует начальной скорости мелких частиц в базовой модели. На рис. 8 изображено распределение вдоль орбиты АСЗ на момент времени $t = 42.9$ года после столкновения.

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

4. СРАВНЕНИЕ “ТЕМПОВ ПРОИЗВОДСТВА” МЕТЕОРОИДОВ АСТЕРОИДНОГО И КОМЕТНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Оценим относительный вклад метеороидов астероидного происхождения в население метеороидов в ОКП. Мы основываемся на том соображении, что неважно как появились метеороиды: при распаде кометы или при столкновении астероидов их динамическая судьба более-менее сходна. Поэтому мы сравним лишь темпы притока метеороидов кометного и астероидного происхождения, т.е. массы твердого вещества, выбрасываемого кометами и астероидами за единицу времени (здесь за год).

Для оценки темпа притока метеороидов астероидного происхождения необходимо знать (оценить) общую площадь АСЗ, количество ударников и частоту столкновений ударников на единицу площади АСЗ. Далее, поскольку согласно формуле (2) общая масса произведенных при ударе метеороидов существенно зависит от размера и скорости ударника, нужно учитывать распределения ударников по размеру и скорости.

В работе [4] для оценки распределения ударников по размеру, здесь числа ударников из ГПА диаметром более заданного значения d_p , приведена формула

$$N(>d_p) = 8.4 \times 10^{11} d_p^{-2.3}. \quad (5)$$

Это соотношение получено как оценка снизу (см. обсуждение в работе [4]).

Принятым приближением для оценки числа АСЗ диаметром больше заданного d_i является модель, используемая в том числе в комплексе NEOPOP⁵ (см. [58])

$$N(>d_i) = 10^9 d_i^{-2.0}. \quad (6)$$

Общая площадь A сечений всех АСЗ в диапазоне размеров от $d_{\min}$ до $d_{\max}$:

$$A = 10^9 \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} x^{-1} dx = 10^9 \ln \frac{d_{\max}}{d_{\min}}. \quad (7)$$

⁵ <https://neo.ssa.esa.int/neo-population-generator>

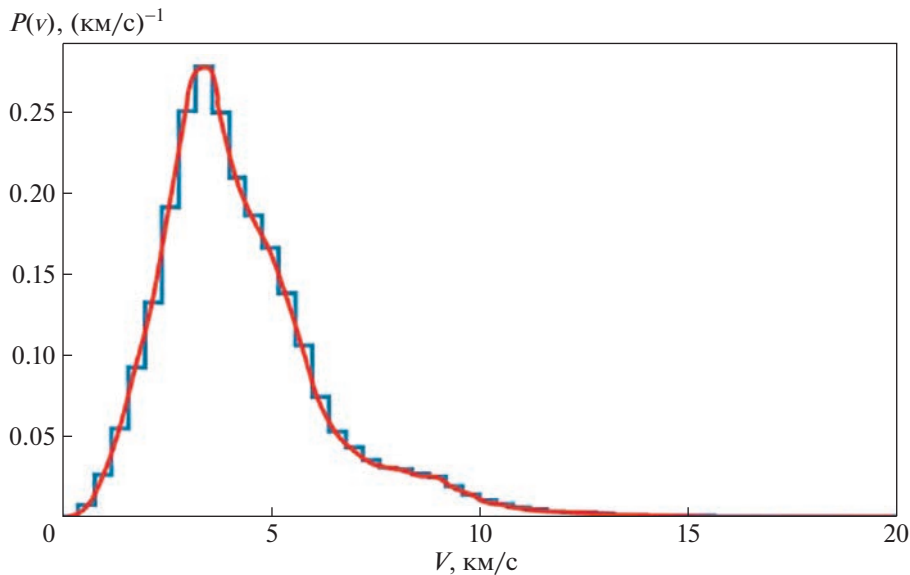


Рис. 9. Графики функций $p(v)$ для выборки астероидов ГПА (из работы [4]) и рассчитанный по формуле (9).

При $d_{\max} = 3.2 \times 10^4$ м (размер самого крупного АСЗ Ганимеда) и $d_{\min} = 1$ м, $A \sim 1.0 \times 10^{10}$ м².

Еще раз отметим, что метеороиды астероидного происхождения, которые могут попадать в окрестность Земли, образуются при столкновениях относительно небольших ударников с относительно крупными АСЗ. Только при этом условии рой метеороидов будет иметь орбиту, близкую к орбите родительского тела, т.е. АСЗ. Формула (3) выведена при исходном предположении, что размер ударника d_p существенно меньше размера мишени d_t . Это условие можно записать в виде отношения размеров мишени и ударника, приравнявая массу выброса массе мишени:

$$f(d_t, d_p) = \frac{d_t}{d_p} > 5.8 \frac{V^{0.41}}{\rho^{1/3}}, \quad (8)$$

где v и ρ , как все другие величины в данной статье, указаны в системе СИ (если специально не оговаривается). При скорости 5000 м/с и $\rho = 2000$ кг/м³ это отношение составляет примерно 15. Меньшая по размеру мишень будет разрушена полностью. Мы учитываем это при рассмотрении статистики выбросов при столкновениях ударников и мишеней различных размеров при разных скоростях ударников.

Для учета разброса скоростей и размеров ударников используем результаты расчетов из работы [4]. На рис. 1 из этой работы распределение плотности вероятности $p(v)$ удара астероидом (ударником) данного размера d на скорости столкновения v приведено в графическом виде.

Для удобства дальнейшего анализа приводим аппроксимационную формулу:

$$p(v) = 0.27 \exp\left(\frac{-(v - 3.1)^2}{1.62}\right) + 0.12 \exp\left(\frac{-(v - 5.0)^2}{1.28}\right) + 0.03 \exp\left(\frac{-(v - 7.0)^2}{8.0}\right). \quad (9)$$

Легко проверить, что

$$\int_{0 \text{ км/с}}^{20 \text{ км/с}} p(v) dv \approx 1. \quad (10)$$

Верхний предел по скорости взят из распределения скоростей столкновения в Главном поясе, представленного в работе [4, рис. 1]. На рис. 9 на этот график наложена кривая аппроксимационной функции, рассчитанная по формуле (9). Характерно, что выражение для $p(v)$ описывается набором функций Гаусса. По-видимому, это указывает на то, что поле взаимных скоростей астероидов Главного пояса формируется именно в результате случайных процессов.

В работе [4] обсуждается выражение для оценки количества столкновений N_{col} между астероидом-мишенью радиусом d_t и астероидами-ударниками размером, превышающим значение d_p , за время Δt . Слегка упростив эту формулу, будем

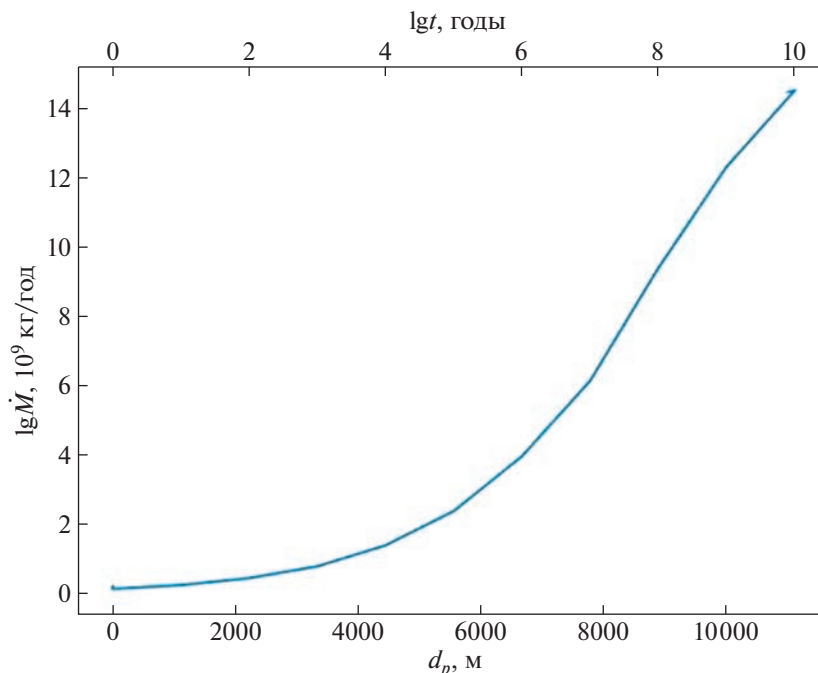


Рис. 10. Связь темпа потери массы и максимального размера ударника. Указано время между столкновениями ударников данного размера с АСЗ.

оценивать количество столкновений за год по формуле:

$$N_{\text{col}}(>d_p) = 2 \times 10^{-23} d_i^2 N(>d_p) \text{ год}^{-1}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что формула применима все при том же условии $d_p \ll d_i$. Количество столкновений со всеми астероидами населения АСЗ можно оценить, подставив вместо d_i^2 общую площадь A всех АСЗ (см. ф-лу (7)).

Для оценки массы фрагментов, выбрасываемых при ударах ансамбля ударников об астероиды ансамбля АСЗ в течение года, используем выражение, включающее в себя формулы (7)–(9), (11), а также корректирующий коэффициент $k(d_p)$, обсуждавшийся в разделе 2.1,

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-23} \times \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} p(v) M_c(d_p, v) N'(>d_p) k(d_p) \int_{d_i=f d_p}^{3.2 \times 10^4} d_i dv dd_p dd_i. \quad (12)$$

Для приведенных выше распределений важно обоснованно выбирать значения верхних и нижних пределов. Если для случайных скоростей сближений пределы понятны (см. рис. 9), то для пределов по размерам нужно дать пояснения. Выбор $d_{\min}$ основан на обсуждавшемся выше факте, заключающемся в том, что частицы-ударники размером менее микрона могут выбить из мишени лишь вещество массой не более массы ударни-

ка. Предельное значение $d_{\min} = 1$ мкм представляется естественным.

К тому же результат, рассчитанный по формуле (12) для распределения ударников, слабо зависит от $d_{\min}$. Выбор значения $d_{\max}$, сравнимого с размерами самого крупного АСЗ, кажется вполне очевидным. Но здесь нужно учитывать, что при заданных распределениях основную массу фрагментов “поставляют” столкновения с крупными ударниками (см. рис. 10), а такие столкновения происходят относительно редко. На рис. 10 показана шкала времени, означающая, что за указанное по шкале время ударник размером d_p испытывает одно столкновение с каким-то из АСЗ. Понятно, что крупные ударники сталкиваются с АСЗ редко. Интервал времени между такими столкновениями может быть больше возраста Солнечной системы.

Если характерное время жизни крупных метеороидов в Солнечной системе сравнимо со временем жизни населения АСЗ (3–5 млн. лет [59]), то характерный темп потери массы будет на уровне нескольких миллиардов килограмм метеороидов и пыли в год.

В работе [4] обсуждается темп потери пыли кометами и сделан вывод, что удельный темп потери для большинства комет в пиковом значении варьируется от 1 до 30 $\text{кг} \cdot \text{с}^{-1} \text{ км}^{-2}$. При характерном времени активности кометы до 1 года и активной площади ядра кометы до 3 км^2 одна коме-

та может “произвести” до ~ 1 млрд. кг метеороидов и пыли в год. В год таких комет может быть несколько штук. Таким образом, темпы “производства” метеороидов астероидного и кометного происхождения (в массовом исчислении) могут быть вполне сравнимыми. Понятно, что этот вывод, как и многие формулы, приведенные выше, справедлив, что называется, по порядку величины.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы процесс формирования и эволюция метеороидных потоков астероидного происхождения. В качестве сценария предполагается столкновение АСЗ с меньшим по размеру астероидом ГПА с выбросом метеороидов и пыли. В плане столкновения такой сценарий наиболее вероятен, так как большинство АСЗ происходят из ГПА, а вероятность столкновения в ГПА больше, чем за его пределами.

На основе анализа теоретических и лабораторных исследований построена общая картина выброса при столкновении. Получена оценка для массы выбрасываемого вещества в зависимости от параметров удара, распределение частиц по массам, зависимость начальной скорости выброса от массы (размера) частиц, а также распределение по направлениям. Полученные оценки хорошо согласуются с экспериментом DART [39]. Дополнительный анализ данных о столкновениях микрометеоритов с космическими аппаратами показывает, что масштабирование данных зависимостей работает до размеров микрометров.

На примере модельного астероида исследована динамическая эволюция метеороидного потока, образующегося при столкновении. Рассматривался диапазон размеров (радиусов) частиц 0.05–50.0 мм, при этом диапазон скоростей составил от 0.34 до 752 м/с. Менее массивные частицы покидают астероид с существенно большей скоростью. Так же, как и в случае потоков кометного происхождения, после отделения от родительского тела ансамбль частиц “растягивается” по орбите, постепенно формируя квазиколеобразную структуру. На скорость формирования “квазиколец” оказывают влияние факторы скорости выброса и наличие негравитационных сил (давление излучения и эффект Пойтинга-Робертсона). Время “замыкания” кольца зависит от параметров выброса. Очевидно, что радиационные силы и эффект начальной скорости наиболее сильно влияют на более легкие частицы и их орбиты сильнее деформируются.

Выброс вещества при столкновении происходит один раз в отличие от кометного механизма, где поток постоянно “подпитывается” в ходе

кометной активности. Вследствие этого астероидный поток, порожденный столкновением, быстрее рассеивается в пространстве. Однако количество образующихся метеороидных потоков астероидного происхождения может быть существенно больше, чем количество потоков кометного происхождения. Еще одним отличием является то, что при таком сценарии выброс вещества происходит вблизи афелия, в то время как комета наиболее активна вблизи перигелия. В результате астероидный поток уширяется на перигелийном участке орбиты и сужается на афелийном. Так же, как и в случае потоков кометного происхождения, сближения с планетами оказывают влияние на формирование сгустков и разрежений в потоке, однако для астероидных потоков это более выражено, так как поток не пополняется новыми выбросами, которые могли бы компенсировать убыль плотности частиц в потоке. Такие вариации плотности для конкретного потока сложно прогнозировать, поскольку время и место соударения точно неизвестны.

Со временем как кометные, так и астероидные потоки постепенно рассеиваются в пространстве, поддерживая приток пылевого и метеороидного вещества в диффузный диск Солнечной системы. Столкновения с крупными ударниками гораздо менее вероятны, однако в ходе таких столкновений производится гораздо больше пыли и обломков. В работе рассмотрены модели населения АСЗ и ГПА. Предложена аппроксимационная формула для распределения плотности вероятности скорости астероидов-ударников, а также связь темпа потери массы и максимального размера ударника. Получена интегральная оценка притока массы твердого вещества в результате столкновений АСЗ $\sim 10^9$ кг/год, что по порядку величины совпадает с темпом “производства” твердого вещества кометами. Оценка получена в предположении о равновесии притока и убыли метеороидов и пыли во внутренней Солнечной системе, аналогично тому, как численность текущего населения АСЗ оставалась практически неизменной на протяжении более миллиарда лет. Конечно, полученные оценки зависят от точности наших знаний о населении АСЗ и ГПА.

В следующей работе планируется более подробно рассмотреть приток метеороидов астероидного происхождения в околоземное пространство.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Jewitt and H. H. Hsieh, arXiv:2203.01397 [astro-ph.EP] (2022).
2. V. V. Busarev, S. I. Barabanov, and V. B. Puzin, *Solar System Res.* **50**, 281 (2016).
3. V. V. Busarev, M. P. Shcherbina, S. I. Barabanov, T. R. Irsamambetova, et al., *Solar System Res.* **53**, 261 (2019).
4. B. M. Shustov, R. V. Zolotarev, V. V. Busarev, and M. P. Shcherbina, *Astron. Rep.* **66**, 1098 (2022).
5. D. Jewitt, H. Hsieh, and J. Agarwal, in *Asteroids IV*, edited by P. Michel, F. E. DeMeo, and W. F. Bottke (University of Arizona Press, 2015), p. 203.
6. D. Jewitt, H. Weaver, J. Agarwal, M. Mutchler, and M. Drahus, American Astronomical Society, DPS meeting № 42, AAS/DPS Abstracts, id. 53.03 (2010); *Bull. Amer. Astron. Soc.* **42**, 1072 (2010), arXiv:1010.2575 [astro-ph.EP].
7. J.-Y. Li, M. Hirabayashi, T. L. Farnham, J. M. Sunshine, et al., arXiv:2303.01700 [astro-ph.EP] (2023).
8. T. J. Jopek, G. I. Kokhirova, P. Jenniskens, D. Janches, M. Hajdukova, and R. Rudawska, *Izv. Akademii Nauk Tadzhikistana. Otdeleniye fiziko-matematicheskikh, khimicheskikh, geologicheskikh i tekhnicheskikh nauk* **2**, 51 (2021).
9. P. Jenniskens and J. Vaubaillon, *Astron. J.* **136**, 725 (2008).
10. B. Yang, J. Zhu, J. Gao, J. Ma, X. Zhou, H. Wu, and M. Guan, *Astron. J.* **126**, 1086 (2003).
11. P. B. Babadzhanyan, G. I. Kokhirova, and Y. V. Obrubov, *Kinematics Phys. Celest. Bodies* **32**, 250 (2016).
12. T. Kasuga, J.-I. Watanabe, and M. Sato, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **373**, 1107 (2006).
13. D. C. Boice and J. Benkhoff, IAU General Assembly, Meeting № 29, id. 2258088 (2015).
14. J. Licandro, H. Campins, T. Mothé-Diniz, N. Pinilla-Alonso, and J. de León, *Astron. and Astrophys.* **461**, 751 (2007).
15. A. Cellino, M. Devogele, I. Belskaya, S. Bagnulo, and P. Bendjoya, in *European Planetary Science Congress 2018*, held 16–21 September 2018 at TU Berlin, Berlin, Germany, id. EPSC2018-251 (2018).
16. M. Tabeshian, P. Wiegert, Q. Ye, M.-T. Hui, X. Gao, and H. Tan, *Astron. J.* **158**, 30 (2019), arXiv:1905.10329 [astro-ph.EP].
17. V. Porubčan, L. Kornoš, and I. P. Williams, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **36**, 103 (2006), arXiv:0905.1639 [astro-ph.EP].
18. J. K. Kueny, C. O. Chandler, M. Devogéle, N. Moskovitz, et al., *Planetary Sci. J.* **4**, id. 56 (2023), arXiv:2303.12991 [astro-ph.EP].
19. G. Kokhirova, P. Babadzhanyan, and Y. Obrubov, IAU General Assembly, Meeting № 29, id. 2256176 (2015).
20. M. Sokolova, M. Sergienko, Y. Nefedyev, A. Andreev, and L. Nefediev, *Adv. Space Res.* **62**, 2355 (2018).
21. G. I. Kokhirova, P. B. Babadzhanyan, U. H. Khamroev, and A. I. Zhonmuhammadi, *Izv. Akademii Nauk Tadzhikistana. Otdeleniye fiziko-matematicheskikh, khimicheskikh, geologicheskikh i tekhnicheskikh nauk* **4**, 41 (2020).
22. Y. Obrubov, *Meteoroids 1998*, edited by W. J. Baggeley and V. Porubcan (Polygrafia SAV Bratislava, 1999), p. 167.
23. J. J. García-Martínez and F. Ortega-Gutiérrez, *Meteor. and Planet. Sci. Suppl.* **42**, 5327 (2007).
24. J. Borovička, P. Spurný, and P. Brown, *Asteroids IV*, edited by P. Michel, F. E. DeMeo, and W. F. Bottke (Tucson: University of Arizona Press, 2015), p. 257.
25. J. Vaubaillon, L. Neslušan, A. Sekhar, R. Rudawska, and G. O. Ryabova, *Meteoroids: Sources of Meteors on Earth and Beyond*, G. O. Ryabova, D. J. Asher, and M. D. Campbell-Brown (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2019), p. 161.
26. P. Jenniskens, *Meteor Showers and their Parent Comets* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008).
27. B. M. Shustov and R. V. Zolotarev, *Astron. Rep.* **66**, 179 (2022).
28. R. V. Zolotarev and B. M. Shustov, *Astron. Rep.* **66**, 255 (2022).
29. M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al., *Nature* **530**(7590), 303 (2016).
30. P. Wiegert, P. Brown, P. Pokorny, Q. Ye, C. Gregg, K. Lenartowicz, Z. Krzemiński, and D. Clark, AAS meeting № 236, id. 326.03; *Bull. Amer. Astron. Soc.* **52**(3) (2020).
31. A. Morbidelli, J. Bottke, W. F., C. Froeschlé, and P. Michel, *Asteroids III*, edited by W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel (Tucson; University of Arizona Press, 2002), p. 409.
32. A. Nakamura and A. Fujiwara, *Icarus* **92**, 132 (1991).
33. В. В. Адушкин, Б. Д. Христофоров, *Физика горения и взрыва* **40**, 71 (2004).
34. H. J. Melosh, *Impact cratering: a geologic process* (New York: Oxford University Press; Oxford: Clarendon Press, 1989).
35. J. B. Vincent, M. Hoffman, A. Nathues, H. Sierks, et al., 43rd Lunar and Planetary Science Conference, held March 19–23, 2012 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution No. 1659, id. 1415 (2012).
36. K. R. Housen and K. A. Holsapple, *Icarus* **211**, 856 (2011).
37. K. A. Holsapple and K. R. Housen, *Icarus* **187**, 345 (2007).
38. P. Sánchez and D. J. Scheeres, *Meteor. and Planet. Sci.* **49**, 788 (2014), arXiv:1306.1622 [astro-ph.EP].
39. R. T. Daly, C. M. Ernst, O. S. Barnouin, N. L. Chabot, et al., arXiv:2303.02248 [astro-ph.EP] (2023).
40. F. Moreno, A. Campo Bagatin, G. Tancredi, P.-Y. Liu, and B. Domínguez, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **515**, 2178 (2022), arXiv:2206.15350 [astro-ph.EP].
41. Л. С. Новиков, *Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты. Учебное пособие* (М.: Университетская книга, 2009).
42. J. C. Mandeville and J. F. Vedder, *Earth and Planet. Sci. Lett.* **11**, 297 (1971).
43. A. Graykowski, R. A. Lambert, F. Marchis, D. Cazeneuve, et al., arXiv:2303.05548 [astro-ph.EP] (2023).
44. J. S. Dohnanyi, *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).

45. *S. Takasawa, A. M. Nakamura, T. Kadono, M. Arakawa, et al.*, **733** (2), id. L39 (2011).
46. *J. Deller, Hyper-Velocity Impacts on Rubble Pile Asteroids* (Cham: Springer Intern. Publ., 2017).
47. *P. Ševeček, M. Brož, D. Nesvorný, B. Enke, D. Durda, K. Walsh, and D. C. Richardson*, *Icarus* **296**, 239 (2017), arXiv:1803.10666 [astro-ph.EP].
48. *I. G. Brykina and L. A. Egorova*, *Solar System Res.* **56**, 338 (2022).
49. *G. Drolshagen, D. Koschny, S. Drolshagen, J. Kretschmer, and B. Poppe*, *Planet. Space Sci.* **143**, 21 (2017).
50. *A. M. Vickery*, *Geophys. Res. Letters* **14**, 726 (1987).
51. *H. J. Melosh*, 51st Lunar and Planetary Science Conference, held 16–20 March, 2020 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution No. 2326, id. 2587 (2020).
52. *N. Onose and A. Fujiwara, Impact Cratering: Bridging the Gap Between Modeling and Observations*, edited by R. Herrick and E. Pierazzo, held February 7–9, 2003; LPI Contribution No. 1155 (Houston, TX: Lunar and Planetary Institute, 2003), p. 55.
53. *D. Koschny and E. Grün*, *Icarus* **154**, 402 (2001).
54. *H. Cibulková, M. Brož, and P. G. Benavidez*, *Icarus* **241**, 358 (2014), arXiv:1407.6143 [astro-ph.EP].
55. *H. Rein and S. F. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A128 (2012), arXiv:1110.4876 [astro-ph.EP].
56. *H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 5490 (2019), arXiv:1903.04972 [astro-ph.EP].
57. *J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter*, *Icarus* **40**, 1 (1979).
58. *M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al.*, *Icarus* **312**, 181 (2018).
59. *R. V. Zolotarev and B. M. Shustov*, *Astron. Rep.* **65**, 518 (2021).

EVOLUTION OF METEOROID STREAMS ORIGINATING FROM NEA COLLISIONS

R. V. Zolotarev^a and B. M. Shustov^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

In this work we study formation and evolution of meteoroid streams originating from the collisions of near Earth asteroids (NEA) with objects of the Main Asteroid belt (MAB). Such a collision scenario is considered more probable compared to collisions between NEAs, since many NEAs, by virtue of their origin, cross the MAB region, where the number density of objects is significant compared to the inner regions of the Solar System. Meteoroid streams originating from collisions have a number of differences from the streams of cometary origin, both in terms of the formation and the evolution. In this paper, estimates are obtained for the meteoroid formation rate as a result of NEA collisions with MAB asteroids. On the basis of high-velocity collisions models and the DART experiment data, possible particle size and velocity distributions are obtained. We made numerical simulation taking into account gravitational perturbations and radiation forces and the influence of the initial velocity on the evolution was studied. An analysis was made of the rate of dust and meteoroids production, taking into account the distribution of the current population of the NEA, and it was concluded that the rates of influx of meteoroids of asteroid and cometary origin (in terms of mass) can be quite comparable.

Keywords: NEA, meteoroid, meteoroid stream, asteroid collisions