

## ОБ ИНДЕКСАХ МАССЫ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ. I. МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ

© 2022 г. Б. М. Шустов<sup>1</sup>, Р. В. Золотарёв<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Южный федеральный университет, НИИ физики, Ростов-на-Дону, Россия

\*E-mail: rv\_zolotarev@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2021 г.

После доработки 01.11.2021 г.

Принята к публикации 01.11.2021 г.

Из наблюдений известно, что спектры масс метеорных тел (метеороидов), вызывающих явления спорадических метеоров, и тел в метеорных потоках в дифференциальном виде близки к  $dN \propto M^{-s} dM$ , причем индекс массы  $s \approx 2$  в случае спорадических метеоров и  $s < 2$  (1.5–1.8) для метеорных потоков. Мы проанализировали причины такого различия. Мы полагаем, что значение индекса  $s \approx 2$  отражает случайный характер процесса образования потоков метеороидов как в результате распада комет, так и при столкновениях астероидов и более крупных метеороидов. Отклонение значения индекса от 2 отражает влияние дальнейшей эволюции метеороидных потоков. В этой работе рассмотрена постановка первой части задачи об эволюции спектра масс тел в метеороидных потоках. Эта часть относится к определению поля скоростей частиц различной массы, покидающих кометное ядро, т.е. к обоснованию выбора входных параметров соответствующей численной модели для расчета дальнейшей эволюции метеороидного потока. Важной особенностью является рассмотрение ансамбля частиц различных размеров в диапазоне размеров (масс), позволяющих использовать для сравнения наиболее обильные радарные данные определения масс метеороидов.

*Ключевые слова:* метеор, метеороид, индекс массы, кометы, астероиды

**DOI:** 10.31857/S0004629922020098

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Напомним основные определения. Согласно решению комиссии F1 МАС [1] рекомендуется следующее определение: “метеороид – это твердый природный объект размером примерно от 30 микрометров до 1 метра, движущийся в межпланетном пространстве или приходящий из него”. Входя в атмосферу, метеороид (метеорное тело) вызывает явление метеора или болида (для наиболее массивных тел). Определяемое из наблюдений распределение метеороидов по массе обычно описывают степенным законом:

$$dn = C_1 m^{-s} dm, \quad (1)$$

где  $dn$  – число частиц, значения массы которых лежит в интервале  $[m, m + dm]$ ,  $s$  – дифференциальный индекс массы метеороидов, а  $C_1$  – нормирующий коэффициент. Мы в дальнейшем используем именно такое определение индекса массы, хотя встречается и определение, обратное по знаку (см., например, [2]). Более того, символом  $s$  может обозначаться показатель в распределении метеороидов не по массе, а по размеру (см., например, [3]). Индекс распределения ме-

теороидов по размерам (или просто индекс размеров), аналогичный  $s$  в (1), мы обозначим  $s_r$ . Также используется понятие кумулятивного индекса массы  $s_c$ , описывающего зависимость количества тел с массой, превышающей значение  $m$ . Соотношения между  $s_r$ ,  $s$  и  $s_c$  весьма просты:

$$s_c = s - 1; \quad s_r = 3s - 2; \quad s = (s_r + 2)/3.$$

В практике наблюдений используется т.н. популяционный индекс  $r$  для описания распределения метеоров по звездной величине. По определению он представляет собой отношение числа метеоров звездной величины  $m + 1$  к числу метеоров величины  $m$ . В простейшей модели, в которой энергия, излучаемая метеороидным телом, пропорциональна массе тела, легко получить соотношение  $s = 1 + 2.5 \lg(r)$ , но поскольку связь излучаемой энергии с массой тела сложнее, это соотношение рассматривают в виде  $s = 1 + 2.5b \lg(r)$ , где  $b = 0.92$  (см., например, [4]). Так что мы будем использовать соотношение  $s = 1 + 2.3 \lg(r)$ . Однако обращаем внимание читателей, что в дальнейшем в данной работе само обозначение  $r$  мы зарезервируем для обозначения другой величины – радиуса метеороида.

Отметим, что используемый до сих пор даже в научной литературе термин “индекс массы метеоров” (см., например, [5]) является привычным жаргоном, т.к. он физически некорректен (какая может быть масса у явления?). Мы постараемся использовать более точный, хотя и более громоздкий термин “индекс массы метеорных тел” или “индекс массы метеороидов”.

Индекс массы метеороидов — весьма важная характеристика, т.к. она позволяет понять свойства распределения. Значения  $s < 2$  в выражении (1) указывают, что в более крупных (массивных) частицах содержится большая часть массы населения метеороидов, а значения  $s > 2$  указывают, что большая часть массы сосредоточена в мелких частицах. При решении одной из главных задач метеорной астрономии — оценке притока массы метеороидов на Землю, необходимо знать спектр масс, т.е. значение индекса массы  $s$ , т.к. надежность учета селективных эффектов, которые имеют место практически всегда, зависит от массы метеороидов. Есть и очевидный прикладной аспект — необходимо знать спектр масс метеороидов для оценки рисков (последствий) столкновения метеороидов с космическими аппаратами. Эта оценка сильно зависит от того, какого размера (т.е. какой массы) объекты преобладают в потоке твердых частиц в околоземном пространстве.

В принципе, следует различать распределения метеороидов, населяющих межпланетное пространство и метеорных тел, входящих в атмосферу Земли, т.к. они могут отличаться вследствие гравитационной фокусировки и экранирования Землей [6]. Однако главное влияние эти факторы оказывают на величину плотности потока метеороидов, а не на форму спектра масс, так что в этой работе мы считаем, что форма спектра (индекс масс) для межпланетных метеороидов и метеорных тел, входящих в атмосферу Земли, не различаются.

Спектр масс метеороидов определяют из наблюдений различными способами: из метеорных наблюдений в оптическом и радиодиапазонах, анализа повреждений космических аппаратов (КА) и с помощью специальных датчиков соударений, устанавливаемых на КА. Определение массы вошедшего в атмосферу метеороида по метеорным проявлениям — важная, хотя и весьма непростая задача. Здесь мы не будем касаться этого вопроса (см. обсуждение в [2]), а обратимся к результатам определения индекса массы, полученным различными группами исследователей.

Согласно результатам длительных серий наблюдений, выполненных многими исследователями, можно сделать важный вывод — индексы массы метеорных тел отличаются для спорадических метеоров и метеорных потоков. Приведем лишь несколько примеров. В [7] представлены

результаты определения индексов массы по четырехлетним радарным наблюдениям спорадических метеоров с помощью одного из лучших радиоинструментов для наблюдений метеоров — радара CMOR (Canadian Meteor Orbit Radar). Получено среднее значение и оценены вариации индекса:  $s = 2.17 \pm 0.07$ . Аналогичные результаты получены с радаром, расположенным в Аргентине [8]. Полученное за десятилетний период наблюдений значение  $s = 2.0$ . Оптические наблюдения дают для спорадических метеоров сходные значения  $s$ . В работе [9] по наблюдениям на двух камерах Супер-Шмидт слабых метеоров и на малой камере ярких метеоров (болидов) получено значение  $s = 2.1$ . Оценки блеска 301 499 метеоров, полученные 1196 наблюдателями в сети Международной метеорной организации (ИМО) из оптических (видео) регистраций метеорных событий в период 1988–2003 гг., позволили получить оценку  $s = 2.17 \pm 0.03$  [10]. В [2] приводятся значения  $s$  для спорадических метеороидов по радарным наблюдениям в диапазоне масс  $10^{-3} \text{ г} > m > 10^{-5} \text{ г}$ :  $s = 2.10 \pm 0.08$ , и по оптическим наблюдениям в диапазоне масс  $10^{-1} \text{ г} > m > 10^{-3} \text{ г}$ :  $s = 2.08 \pm 0.08$ .

В работе [11] по наблюдениям на сети ИМО, проведенным в 2011–2017 гг., получены значения популяционного индекса для спорадических метеоров, при этом соответствующее среднее значение  $s$  составило 1.98. Там же приведены данные о популяционных индексах метеорных потоков  $\eta$ -Лириды и  $\eta$ -Аквариды, для которых можно вывести значения  $s = 1.79$  и  $1.74$  соответственно. В [12] по наблюдениям потоков Квадрантиды и Геминиды с радаром CMOR значения индекса массы были оценены как 1.55 и 1.65 соответственно. Последняя оценка хорошо согласуется с полученной гораздо раньше в работе [13] средней оценкой  $s = 1.67$  для Геминид.

Суммируя этот краткий обзор, можно утверждать, что характерное распределение масс метеорных тел, вызывающих спорадические метеоры, неплохо описывается законом  $dn \propto m^{-2} dm$ , тогда как распределение масс метеорных тел в потоках имеет более пологий вид ( $s < 2$ ).

Естественно, возникает вопрос — почему наклон спектра масс в случае спорадических метеоров (и вообще твердых частиц в Солнечной системе) близок к  $s = 2$ ? И второй вопрос — почему спектр масс, характерный для метеорных потоков более пологий, чем в случае спорадических метеоров? В данной работе в разделе 2 мы приводим свое видение ответа на первый вопрос. Для ответа на второй вопрос необходима эволюционная модель метеороидных потоков, позволяющая учитывать (анализировать) роль различных факторов, которые могут влиять на спектр масс метеороидов в потоке. К таким факторам кроме гравитации относятся т.н. негравитационные эф-

факты: 1) начальный выброс частиц из ядра родительской кометы (или выброс при столкновении астероидов) с зависящей от размеров (масс) частиц скоростью; 2) действие электромагнитного излучения Солнца (давление излучения, эффект Пойнтинга-Робертсона и эффект Ярковского); 3) давление солнечного ветра; 4) взаимодействие межпланетного магнитного поля и (заряженных) метеороидов.

Согласно сложившимся представлениям, большинство метеороидных потоков образуется в результате постепенного или катастрофического распада комет (см., например, детальное обсуждение этого вопроса в [14, 15]). Происхождение некоторой (меньшей) части метеороидных потоков объясняется столкновениями астероидов. Обсуждение возможных физических и динамических процессов формирования метеорных потоков при столкновениях астероидов (см., например, в [15, 16]).

Любая модель, описывающая эволюцию метеороидных потоков, должна рассматривать две задачи — образование метеороидного потока (или задавать начальные параметры потока) и задачу дальнейшей динамической эволюции ансамбля метеороидов в Солнечной системе. Типичный пример — работы [3, 17]. В первой статье детально рассматриваются терминальные скорости выброса частиц из ядра кометы, во второй — прогнозируется (рассчитывается) интенсивность потока Леонид на интервале времени до 2100 г.

Рассмотрению процесса выброса частиц из кометы посвящено немало работ. Наиболее полный обзор дан в работе [18]. Главный вывод, который можно сделать по этому обзору и по другим работам, сформулирован в работе [19]: “Ни одна модель скорости выброса не может быть рекомендована, главным образом, из-за отсутствия сильных ограничений и обобщений на все кометы. Физические характеристики комет и их активность существенно различны, и вполне возможно, что каждая комета нуждается в своей собственной модели. Мы можем только сказать, что пределом скорости выброса метеороидов является скорость газа”.

Результатом решения первой задачи является построение поля скоростей частиц различной массы, выброшенных из ядра кометы в данном месте орбиты ядра. Это дает необходимое начальное условие для решения второй задачи — описания эволюции метеороидного потока. Это две четко разделенные задачи. Частицы, покинувшие ядро кометы и достигшие достаточной терминальной скорости, больше с этим ядром не связаны, за исключением, может быть, очень массивных частиц, терминальная скорость которых меньше скорости убегания от ядра кометы (типичное значение  $\sim 1$  м/с, максимальное для самых

крупных ядер  $\sim 10$  м/с). Эти очень крупные частицы становятся метеороидами только на поздних стадиях, когда масса ядра существенно уменьшается вследствие испарения или происходит распад ядра кометы. В данной работе мы решаем первую задачу. Используется метод параметризации тех свойств кометных ядер и свойств твердых частиц, которые в конечном итоге определяют начальное поле скоростей выброшенных частиц. Еще раз уточним, что мы не моделируем полную (детальную) эволюцию ядер комет (здесь — 96P/Machholz и 2P/Encke) и метеороидных потоков. Например, мы не ставим целью прогноза изменения активности ядра во времени, определения полного количества метеороидов, выброшенных и достигших Земли (т.е. не определяем известную характеристику интенсивности метеорных потоков ZHR) и т.д. Главная цель — изучить изменение относительного содержания частиц различной массы в потоке со временем. Поэтому на первом этапе, на котором мы исследуем выброс частиц различной массы из кометного ядра, мы задаем начальное распределение частиц по массам (основанное на соображениях, изложенных в разделе 2), рассматриваем процесс выброса частиц различной массы из ядра и строим поле скоростей этих частиц. Это является основным содержанием раздела 3. Для конкретики мы рассматриваем в качестве примера кометы 96P/Machholz и 2P/Encke. Также обсуждаются особенности образования метеороидного ансамбля вследствие столкновения астероидов, поскольку этот источник, хотя и не столь производительный как кометный, тоже “работает”. В разделе 4 описаны необходимые для последующего моделирования эволюции метеороидного потока сведения. На основе этих сведений мы построили численную модель эволюции потока метеороидов и провели исследования этой эволюции, в особенности, изменений спектра масс частиц в потоке. По аналогии со структурой исследования, проведенного в работах [3, 18], результаты решения этой второй задачи представлены в отдельной работе.

## 2. О ПРИЧИНАХ БЛИЗОСТИ ЗНАЧЕНИЙ ИНДЕКСА МАССЫ АНСАМБЛЕЙ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ К 2

Близость вида спектра масс к  $dn \propto m^{-2}dm$  характерна для самых различных ансамблей астрономических объектов. В [20, 21] представлен некий почти “философский” ответ на вопрос о причинах универсальности спектров масс. “Философская” суть ответа состоит в следующем. Особенности образования ансамблей астрономических объектов, как правило, сложны и определяются многими факторами и конкурирующими процессами. Если процессов много и все

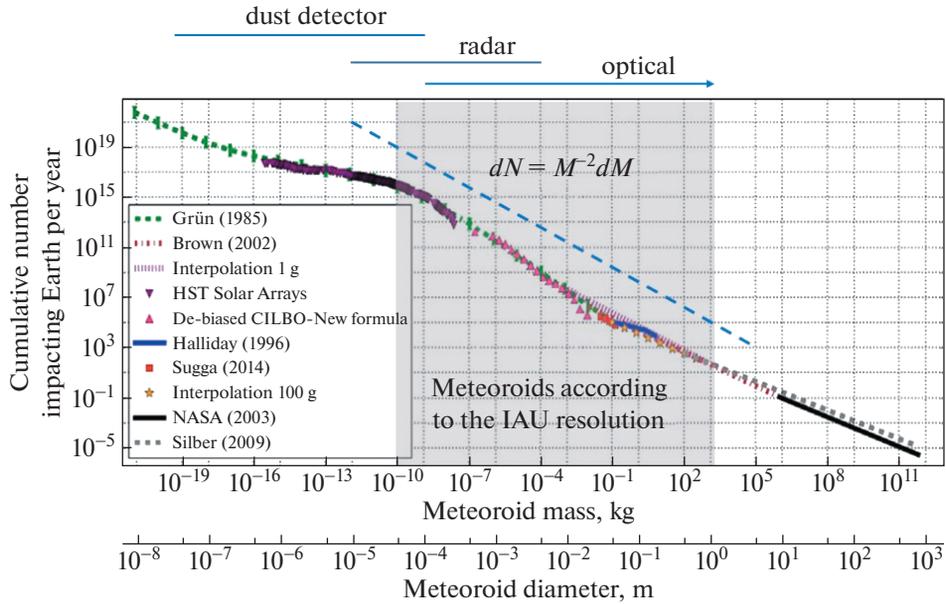


Рис. 1. Кумулятивное число твердых тел (метеороидов), сталкивающихся с Землей за год (адаптировано из [23]).

они вносят сравнимый вклад, их совместный результат можно представить как результат некоторого случайного процесса, который можно описать как статистический шум. В отношении спектров масс такой шум может быть описан степенным распределением с показателем наклона в спектре масс  $s = 2$ , характерным для процессов типа “белого шума”. На некоторых этапах эволюции ансамблей астрономических объектов (здесь – метеороидов) могут доминировать те или иные факторы, и тогда можно говорить об определенной (выделенной) “физике процесса”, вызывающей отклонения от  $s = 2$ . В [22] проведен краткий анализ процессов образования и разрушения метеороидов и приводятся аргументы в пользу того, что этот комплексный процесс можно описать как случайный. Но, конечно, это теоретические рассуждения, только на их основании строить модель было бы делом не слишком надежным. Нужны наблюдательные подтверждения.

На рис. 1, адаптированном из [23], показана сводная статистика (по многим экспериментам и моделям) кумулятивного числа столкновений твердых тел (метеороидов – в широкой интерпретации авторами статьи этого термина) с Землей за год. По сути, это кумулятивный спектр масс метеороидов (и размеров, рассчитанных для плотности  $2 \text{ г/см}^3$ ). Для сравнения нанесена линия, наклон которой соответствует значению индекса массы  $s = 2$ . Штриховкой выделен диапазон размеров, соответствующий определению метеороида в резолюции МАС (см. в начале статьи). Отмечены методы наблюдений и диапазоны размеров (масс), в которых применяются эти методы.

Поскольку большая часть относительно мелких объектов, рассеянных в Солнечной системе, образовалась при распаде комет и (реже) при соударениях астероидов, можно тоже на “философском” уровне предположить, что исходное распределение этих частиц в родительских кометах было близким к описываемому выражением (1). Кроме “философских” причин, кратко обсужденных выше, есть и наблюдательные свидетельства того, это распределение имеет место непосредственно в кометах. Например, согласно работе [24] показатель  $s_r$  спектра мелких пылинок по размерам в комете 67P/Churyumov-Gerasimenko варьируется от 3.7 до 5.2 (в среднем 4.3, что соответствует  $s = 2.1$ ). Для более крупной пыли в той же комете в [25] получено, что  $s_r = 3$  (соответствует  $s = 1.67$ ) для пылинок массой менее  $10^{-6} \text{ кг}$  и  $s_r = 4$  ( $s = 2$ ) для частиц массивнее  $10^{-5} \text{ кг}$ .

Итак, можно с определенной долей уверенности полагать, что исходное распределение твердых частиц, вмороженных в ядра комет (будущих метеороидов), может описываться выражением (1) при  $s = 2$ .

### 3. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

В дальнейшем исследовании мы рассматриваем не весь диапазон размеров метеороидов, а выбрали только те размеры частиц, для которых накоплен наиболее обширный наблюдательный материал, позволяющий определять массы (спектры масс) метеорных тел. Для нашей задачи это

означает диапазон радиусов частиц примерно от  $\sim 10^{-3}$  до  $\sim 0.5$  см. Это соответствует массам от  $\sim 10^{-8}$  г до  $\sim 1$  г, т.е. рабочему диапазону современных радаров, таких как, например, SMOR [7].

Рассмотрим процесс образования метеороидного роя вследствие испарения легкоплавкой составляющей ядер комет. Согласно общепринятым представлениям, находящиеся на поверхности кометного ядра тугоплавкие частицы (будущие метеороиды) покидают комету вследствие того, что потоки испаряющегося вещества кометы оказывают на них динамическое давление. В классической работе Уиппла [26] не только впервые была предложена современная модель кометного ядра – а именно скопления пыли, камешков и льда в виде грязного снежного кома, – но и разработаны уравнения, определяющие скорость выброса метеороида заданной массы из ядра кометы. Со временем детали испарения вещества ядер комет и выброса метеороида из ядра кометы были изучены в многочисленных все более сложных моделях (см., например, [27, 28, 19, 24]. Отметим небольшую, но очень полезную книгу Г.О. Рябовой [29], которую можно рассматривать и как обзор, и как прекрасное пособие для всех исследователей метеороидных потоков методами моделирования.

В целом мы полагаем, что основная физическая картина, предложенная Уипплом, остается применимой. Как уже отмечалось, несмотря на обилие моделей, в количественных характеристиках выброса твердых частиц из комет (например, в терминальной скорости вылетающих частиц), определяемых из моделей все-таки существует большой разноряд. Поэтому здесь мы еще раз рассматриваем простую модель испарения кометного ядра (практически вариант модели Уиппла), чтобы нагляднее обосновать выбор параметров и их начальных значений.

Примем, что ядро кометы – сферически симметричное тело, характеризуемое радиусом  $R_c$ , массой  $M_c$ , альбедо Бонда  $A$ . Темп потери массы ядром  $\dot{M}_c$  оценим из

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

где  $L$  – светимость Солнца,  $\alpha$  – доля получаемой от Солнца энергии, уходящей на сублимацию вещества ядра,  $D$  – расстояние до Солнца,  $\Delta H$  – удельная теплота испарения (сублимации), т.е. количество тепла, необходимого для испарения единицы массы вещества. Оценим из (2) темп потери массы кометным ядром в перигелии, принимая во внимание, что согласно справочным данным для пресного льда при любых температурах  $\Delta H = 2834$  Дж/г. Фактор  $(1 - A)$  мало влияет на ре-

зультат, поскольку его типичные значения малы. В [30] приведены характеристики ядер 78 комет и отмечено, что альбедо ядер комет лежат в интервале 0.02–0.06. Согласно экспериментам по измерению альбедо смеси базальтов и водяного льда при содержании льда до 50% (довольно высокий процент льда для внешнего слоя ядер комет) значение  $A$  в оптическом диапазоне составляет не более 10% [31]. Поэтому нами принято  $A = 0.05$ . Оптическая толщина комы, как правило, весьма мала, в среднем  $\sim 0.05$  [32, 33] и для оценки энергетического баланса ядра в нашей простой постановке перенос излучения в коме можно не рассматривать. Получаемая ядром кометы энергия уходит на нагрев вещества ядра, переизлучение в ИК диапазоне и сублимацию.

Понятно, что для изучения истории потери массы кометой нужно надежнее определять величину  $\alpha$ . Проведенный в эксперименте KOSI [34, 35] лабораторный анализ энергетического баланса для образцов чистого, пористого льда и образца лед+пыль, показал, что во всех случаях часть энергии, доступной для сублимации и глубинного нагревания образца, составляет менее 20% от энергии инсоляции, причем примерно половина этой энергии уходит на глубинный прогрев. Большая часть получаемой ядром кометы энергии переизлучается в ИК. По измерениям в различных космических экспериментах показано, что температура ядер комет близка к температуре серого тела [36], хотя на отдельных участках кометных ядер может заметно меняться (см., например, температурную карту кометы 67P, полученную с инструментом VIRTIS КА “Розетта” [37]). Из многочисленных оценок темпа потери массы кометой 2P/Encke в перигелии, приведенных в [38], при  $A = 0.05$  получим оценку  $\alpha = 0.06 \pm 0.025$ . Это близко к оценке 0.05, полученной в [39]. Для активных (более молодых) комет  $\alpha$  может достигать более высоких значений. Например, в модели газовой выделения для кометы 67P допускается пиковое значение  $\alpha = 0.3$  в перигелии [24]. Таким образом, для дальнейших оценок значения  $\dot{M}_c$  рассматриваемых в работе комет, можно принять фиксированное значение  $\alpha = 0.06$ . Но, и это очень важно, фиксированное значение  $\alpha$  приемлемо только на довольно коротком перигелийном участке. В выражении (2) правильнее было бы записывать  $\alpha(D)$ , причем  $\alpha$  существенно зависит от  $D$ . Так, в работе [38] приведены данные о зависимости темпа потери молекул воды для нескольких комет. Как видно из рис. 3 этой работы, для кометы 2P/Encke зависимость темпа потери воды от  $D$  на перигелийном участке орбиты описывается как  $\dot{M}_c \propto D^{-3.3}$ , т.е.  $\alpha \propto D^{-1.3}$ . Еще более сильна эта зависимость для комет 81P/Wild 2 и 6P/d’Arrest. По данным из [24] для кометы 67P/Churyumov-Gerasimenko в перигелийной зоне  $\dot{M}_c \propto D^{-4.2}$ , т.е.

$\alpha \propto D^{-2.2}$ . Столь сильная зависимость темпа потери массы от  $D$  означает, что в первом приближении можно считать, что основная потеря массы у комет происходит в короткий промежуток времени, когда комета находится близ перигелия. Для кометы 96P/Machholz принят радиус кометного ядра 3.4 км [40], а для 2P/Encke 2.2 км [41]. Перигелийные расстояния по данным Центра малых планет равны 18.5 млн км и 50.3 млн км соответственно. В результате расчета по формуле (2) при  $\alpha = 0.06$  получим, что для кометы 2P/Encke в перигелии  $\dot{M}_c = 3837$  кг/с, что довольно близко к оценке по данным из наблюдений [38].

Мы рассматриваем испарение как свободный разлет молекул, хотя картина истечения существенно сложнее. В современных моделях рассматриваются 3D приближения с учетом формы ядра, которая, как правило, совсем не такая простая как в нашем рассмотрении, струйных выбросов, возможных газодинамических эффектов, вклада частиц, гравитационно связанных с ядром, фрагментации, сублимации и конденсации частиц и т.д. (см., например, в [24]). Применимость использованной еще Уипплом модели свободного разлета аргументируется и дискутируется в ряде работ (см., например, [27] и миниобзор в [42]). При этом, как правило, делается вывод, что, может быть, за исключением самых активных ядер комет, такой подход может быть применим. В [42] отмечается, что хотя в перигелии в комах самых активных комет длина свободного пробега  $\sim 1$  м и число Кнудсена  $\text{Kn} > 1$ , решение для бесстолкновительного случая применимо с ошибкой не более 20% относительно более точного решения методом Монте-Карло. Это заметно упрощает анализ улета твердых частиц с поверхности кометного ядра. Поток молекул (для динамических расчетов в нашей простой модели достаточно принять, что все молекулы уходят с поверхности ядра с одинаковой скоростью  $u_0$ ) оказывает на твердую сферическую частицу (будущий метеороид) радиусом  $r$ , находящуюся над поверхностью ядра и движущуюся от ядра со скоростью  $v$ , силу давления  $F_p$ , зависящую от расстояния  $d$  от (центра) кометного ядра и от  $r$  как

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

В  $C_2$  заложены предположения, как идет испарение. Кроме того, в нем также заложен характер передачи импульса молекулы при столкновении молекулы с негладкой поверхностью пылинки. В [26] этот характер учтен в специальном коэффициенте (drag coefficient), имеющем значение  $2(1 + 4/9)$ , но мы оставили значение 2. Легко показать, что  $C_2 = 1$  соответствует испарению только с полусферы ядра, освещаемой Солнцем, а

$C_2 = 0.5$  тому, что эмиссия молекул идет с полной сферы. Это крайние значения; более реалистичное значение  $C_2$  зависит от периода вращения и тем более от гораздо хуже известных теплофизических свойств поверхностного слоя ядра кометы. Типичная скорость испаряющихся с поверхности ядра молекул льдов  $u_0 \sim 1$  км/с (см., например, [42]). Значение  $u_0$  слабо зависит от перигелийного расстояния  $q$ . Вслед за [43] определим связь  $u_0$  и  $q$ :

$$u_0 = \frac{560}{q^{1/4}} \text{ м/с,}$$

где перигелийное расстояние  $q$  дано в а. е. Для кометы 96P/Machholz  $u_0 = 944$  м/с, а для кометы 2P/Encke  $u_0 = 739$  м/с. Также укажем необходимые в дальнейших выкладках значения плотности вещества ядра кометы  $\rho_c = 0.5$  г/см<sup>3</sup> и пылевой частицы  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>. Это также вполне типичные значения. Плотность вещества кометных ядер оценивается в широких пределах: 0.3–1 г/см<sup>3</sup> [44, 45]. Плотность метеороидных частиц также существенно меньше плотности монолитных пород. В разных местах монографии [15] встречаются оценки около 1 г/см<sup>3</sup>. Исследования частиц пыли из кометы 81P/Wild2 в эксперименте Stardust дало оценку средней плотности частиц  $0.49 \pm 0.18$  г/см<sup>-3</sup> [46].

Уравнение движения частицы массой  $m$  в направлении от ядра кометы можно записать так

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F_p}{m} - \frac{GM_c}{d^2}. \quad (4)$$

Кстати, из условий  $dv/dt = 0$ ,  $d = Rc$  можно оценить “критический” радиус  $r_m$  частицы, такой что частицу радиусом, превышающим  $r_m$ , давление потока молекул уже не сможет оторвать от поверхности ядра кометы.

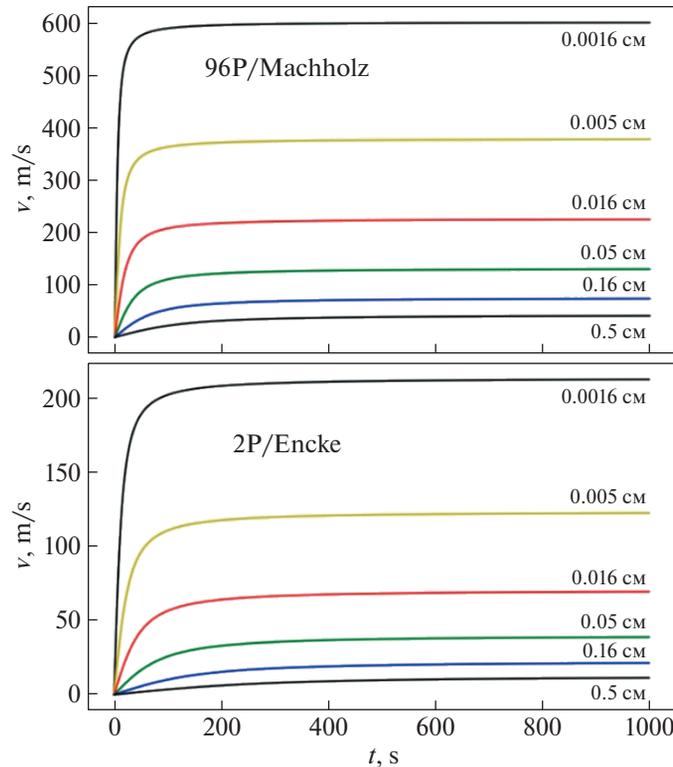
$$r_m = \sqrt[3]{\frac{\dot{M}_c u_0}{4\pi G M_c \rho}}.$$

Для кометы 2P/Encke в перигелии получим  $r_m = 85$  см. Это близко к аналогичной оценке для кометы 67P [24], что, впрочем, объясняется слабой зависимостью  $r_m$  от параметров.

Далее из (2–4) получаем уравнение движения частицы радиусом  $r$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{d^2} \left( \frac{\dot{M}_c (u_0 - v) C_2}{\frac{4}{3} \pi r \rho} - GM_c \right) \quad (5)$$

при  $d \geq Rc; \quad r < r_m.$



**Рис. 2.** Рассчитанная по (5) зависимость скорости  $v$  ухода частицы (метеороида) и ее расстояния  $d$  от ядра кометы от времени  $t$  для различных значений радиуса частицы (значения других параметров указаны в тексте).

Видно, что ускорение быстро убывает с удалением от ядра. На рис. 2 показана зависимость  $v(t)$  для различных значений радиусов  $r$  улетающих от ядра кометы частиц. Напомним, что диапазон радиусов частиц выбирался с тем, чтобы было возможно сравнение с наблюдениями метеорных потоков. Конечно, в кометах существует и более мелкая пыль. Например, в [47] описаны результаты прямых измерений масс пылевых частиц прибором DFMI в диапазоне масс  $10^{-14}$ – $10^{-5}$  кг в окрестности ядра кометы 81P/Wild 2, выполненных 2 января 2004 г. во время пролета близ ядра кометы в ходе миссии Stardust.

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

Из рис. 2 видно, что скорость ухода частиц от ядра кометы 2P/Encke существенно зависит от размера частицы. Мелкие частицы радиусом 0.0016 см достигают скорости ухода  $\sim 210$  м/с, тогда как крупные частицы радиусом 0.5 см достигают скоростей, не превышающих 12 м/с. Скорость убегания для этой кометы 1.16 м/с не позво-

ляет навсегда улетать из ядра частицам крупнее  $\sim 10$  см. Для кометы 96P/Machholz терминальные скорости частиц почти втрое выше, что естественно объясняется гораздо большим темпом испарения в ее перигелии, который гораздо ближе к Солнцу по сравнению с 2P/Encke. Рисунок 2 также иллюстрирует хорошо известное по многим моделям других авторов изменение  $v$  со временем. На значительном удалении от ядра кометы ( $d > R_c$ ) скорость частицы перестает меняться и ее можно считать терминальной. Мелкие частицы достигают терминальной скорости быстро, за несколько десятков секунд, более крупные частицы разгоняются медленнее, но через несколько минут тоже практически перестают ускоряться. Время выхода всех рассматриваемых частиц на движение с терминальной скоростью составляет несколько минут; они успевают уйти от ядра на несколько  $R_c$  (для мелких частиц примерно на  $10 R_c$ ). Полученные по расчетам значения терминальной скорости  $v_t$  указаны в табл. 1.

Интересно, что можно сравнить наши оценки с прямыми наблюдениями скоростей нескольких крупных частиц (0.7–14 мг) в коме кометы Галлея [48]. Для частицы массой 7.5 мг (при  $\rho = 0.35$  г/см<sup>3</sup> это дает  $r = 0.14$  см) определена скорость в 40 м/с, т.е. более-менее лежит в диапазоне табличных

**Таблица 1.** Терминальные скорости частиц различного размера

Радиус частицы, см	Терминальная скорость, м/с	
	2P/Encke	96P/Machholz
0.0016	212	602
0.005	124	333
0.016	70	227
0.05	39	130
0.16	22	74
0.5	12	39

значений для рассматриваемых комет. Зависимость терминальной скорости  $v_t$  (в м/с) от  $r$  (в см), приведенная в табл. 1, аппроксимируется функцией

$$v_t \approx C_3 r^{-1/2}. \quad (6)$$

Это приближение хорошо согласуется как с теорией, так и с наблюдениями (см., например, [49]). Для кометы 2P/Encke  $C_3 = 9$ , а для кометы 96P/Machholz  $C_3 = 26$ . Интересно сравнить полученные результаты с данными наблюдений (*in situ*) пыли кометы 67P. В [50] показано, что до перигелия проекция скорости оттока пыли составляла от 0.04 до 0.17 км/с, а в период после перигелия – от 0.11 до 0.48 км/с. Весьма интересный результат этой работы заключается в том, что получены четкие доказательства ускорения частиц пыли, выбрасываемых из ядра в зависимости от кометоцентрического расстояния.

Для понимания вклада других негравитационных факторов в силы, действующие на частицу на этапе ее отделения и ухода от ядра кометы (т.е. на интервале времени порядка нескольких минут), полезно сравнить ускорение, определенное выражением (5), с ускорением вследствие действия других динамических негравитационных факторов. Оценим, например, отношение  $\beta$  – ускорения, определяемого по формуле (5), к ускорению за счет наиболее существенной негравитационной силы давления излучения:

$$\beta \approx \frac{R_c^2}{d^2} \frac{c u_0 \alpha (1 - A)}{\Delta H}, \quad (7)$$

где  $c$  – скорость света. При принятых выше значениях параметров  $\beta \gg 1$  вплоть до расстояния от ядра кометы 2P/Encke  $\sim 70R_c$ . Поэтому вплоть до таких расстояний другие динамические факторы можно не включать в рассмотрение. Конечно, на более поздних и длительных этапах динамической эволюции, длительность которых измеряется

годами и даже десятками-сотнями лет, негравитационные факторы могут стать определяющими.

Отметим, что самое существенное влияние на величину терминальной скорости оказывают изменения величины  $\dot{M}_c/R_c^2$ , поскольку темп испарения ядра кометы  $\dot{M}_c$  может меняться на многие порядки на орбитальных временах и даже практически выключаться, если комета уходит за линию льдов. Как обсуждалось выше, при расчетах эволюции на времена, сравнимые с орбитальным периодом, можно считать, что почти вся потеря массы у комет происходит близ перигелия. Изменения темпа потери  $\dot{M}_c$  в перигелии от одного витка орбиты к другому, конечно, тоже имеют место. Однако эта зависимость может быть сильной только для комет на орбитах с очень малым перигелийным расстоянием и на достаточно больших временах, поскольку для таких комет велико значение  $\dot{M}_c$  и, соответственно, относительно быстро уменьшается радиус ядра  $R_c$  и оно покрывается коркой (падает значение параметра  $\alpha$ ). Зависящие от времени темп потери массы  $\dot{M}_c(t)$ , изменение радиуса ядра  $dR_c(t)$  и общую потерю массы  $\Delta M_c$  ядра кометы за период ее обращения  $P$  вокруг Солнца можно оценить из

$$\begin{aligned} \dot{M}_c(t) &= \frac{L(1-A)}{4\Delta H} \alpha(t) \left( \frac{R_c(t)}{D(t)} \right)^2, \\ dR_c(t) &= \frac{\dot{M}_c(t) dt}{4\pi\rho R_c^2(t)}, \\ \Delta M_c &\approx \int_0^P \dot{M}_c(t) dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Понятно, что для каждой кометы зависимость  $D(t)$  известна хорошо. Но определить из теоретических соображений зависимость  $\alpha(t)$  можно лишь с большой степенью неуверенности. Размер ядра, его состав и структура, а также другие характеристики, связанные с возрастом кометы, уникальны для каждой кометы, и, по-видимому, надежнее всего рассматривать каждую комету индивидуально и использовать  $\alpha(t)$ , определенную по наблюдениям данной кометы. В качестве иллюстрации изложенного приведем результаты работы [38], согласно которым темп потери газа кометой 2P/Encke можно описать выражением  $\dot{M}g(t) = \dot{M}g(0)D^{-n}$ , а в разные появления кометы значения  $\dot{M}g(0)$  и  $n$  были такими: в 1961 г.  $\dot{M}g(0) = (2.50 \pm 0.28) \times 10^5$  г/с,  $n = 3.7 \pm 0.7$ ; в 1970 г.  $(2.34 \pm 0.11) \times 10^5$  г/с.,  $3.8 \pm 0.4$ ; в 1980 г.  $(2.41 \pm 0.03) \times 10^5$  г/с,  $3.7 \pm 0.1$ ; в 1984 г.  $(2.34 \pm 0.16) \times 10^5$  г/с,  $3.6 \pm 0.3$ ; в 1987 г.  $(3.19 \pm 0.06) \times 10^5$  г/с,  $4.0 \pm 0.2$ ; в 1990 г.  $(1.21 \pm 0.04) \times 10^5$  г/с,  $4.2 \pm 0.1$ ;

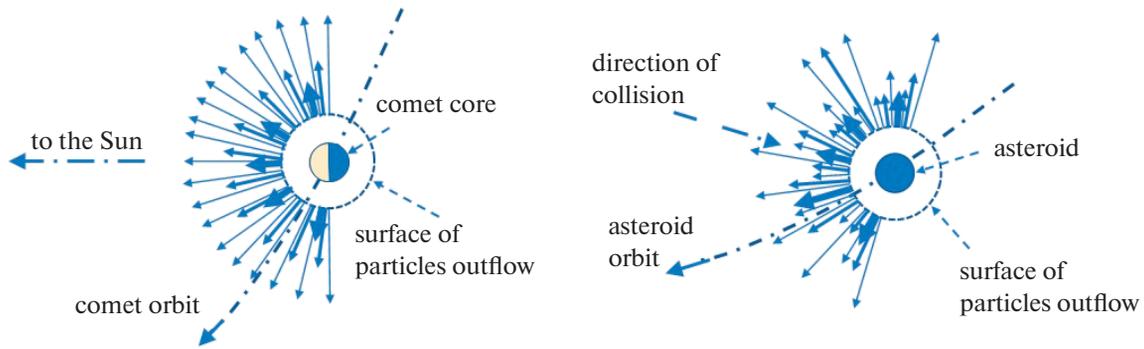


Рис. 3. Схема вылета частиц (метеороидов) из ядра кометы (слева) и при столкновении астероидов (справа).

в 1993 г.  $(2.56 \pm 0.06) \times 10^5$  г/с,  $3.6 \pm 0.2$  и в 1996 г.  $(1.02 \pm 0.06) \times 10^5$  г/с,  $4.1 \pm 0.1$ . Как видно из этих данных, темп потери меняется не так гладко, как описано уравнениями (8), и модель дает оценку лишь некоторых средних величин.

Процесс образования метеороидного потока вследствие испарения кометы ограничен временем жизни кометы. Физическое время жизни кометы (время испарения) оценивается в первом приближении из выражения  $\gamma Mc / \dot{M} c(t)$ , где  $\gamma$  — доля газа в веществе, теряемой кометой. Как отмечено в [51], эта доля может быть относительно небольшой  $\sim 0.2$ . Для кометы 2P/Енске время испарения, оцененное по этой формуле, составляет тысячи периодов обращения. Динамическое время жизни кометы может быть короче. Как указано в [15], для короткопериодических комет с  $q < 2$  а.е. среднее динамическое время жизни не превышает нескольких сотен оборотов. Мы полагаем, что для решения задачи об эволюции метеорного потока интегрирование эволюции потока на интервале времени порядка сотни оборотов родительской кометы будет достаточно, но окончательный ответ даст моделирование.

Помимо образования метеороидных потоков вследствие распада комет обсуждается и другой источник таких потоков — распад или столкновения астероидов (см., например, обзоры в работах [16, 19, 52–54]). В ряде работ приводятся аргументы в пользу генетической связи конкретных метеороидных потоков с астероидами, сближающимися с Землей. Например, в [55] приводятся аргументы в пользу генетического родства потенциально опасного астероида 1996JG и метеороидного потока Северные  $\omega$ -Скорпиды.

Результат разрушительных столкновений между твердыми телами, т.е. распределение частиц (фрагментов) по массе (или размерам) после фрагментации, до сих пор остается предметом обсуждений. Согласно моделям [56, 57] спектр масс фрагментов астероида, образовавшихся при высокоскоростном ударе, близок к уже упоминав-

шейся зависимости  $dn \propto m^{-2} dm$ . В работе [58] показано, что при высокоскоростных ударах показатель спектра мелких частиц по размерам в большинстве случаев соответствует  $s > 1.9$ , а иногда достигает  $s = 2.3$ . В [59] приведены результаты численного моделирования столкновений ударника (диаметр 0.3–1.8 км, скорость 3–7 км/с) с 10-км астероидом. Показано, что при некатастрофических (не полностью разрушающих астероид) столкновениях спектр размеров крупных ( $> 100$  м) тел показатель спектра частиц по размерам  $s_r$  находится в диапазоне от  $-4$  до  $-5.5$  ( $s = 2.0-2.5$ ). То есть в целом результаты разных авторов несколько отличаются, но не драматично, и в качестве приближения начального распределения частиц по массам при столкновениях астероидов можно брать выражение

$$\frac{dN}{dr} \propto r^{-4}. \tag{9}$$

Еще один важный результат работы [59]: в ней получено распределение крупных частиц по скоростям  $v$  (для некатастрофических столкновений  $dN \propto v^{-1} dv$ ) и углу выброса, и показано, что такие столкновения вполне описываются выбросом в полусферу. В компилятивной работе [60] описана зависимость  $v(r) \propto r^{-1}$  для фрагментов, образующихся при образовании ударных кратеров. В [61, 62] на основе результатов лабораторных экспериментов по высокоскоростной (скорость ударника  $\sim 4$  км/с) бомбардировке мишеней показано, что скорости образующихся фрагментов подчиняются закономерности  $v(m) \propto m^{-0.16}$ . В [62] отмечено несколько фаз выброса: сначала регистрируется вылет очень мелких частиц с высокими скоростями ( $\sim 1$  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. Принимая во внимание описанные результаты разных авторов, мы в качестве “нулевого” приближения в модели столкновения астеро-

идов используем распределение максимальных скоростей фрагментов радиуса  $r$

$$v(r) \approx C_4 \left( \frac{r}{1 \text{ см}} \right)^{-2/3} \text{ м/с}, \quad (10)$$

где  $C_4 = 6$ . Значение  $C_4$  выведено из условия ограничения максимальной скорости разлета осколков радиусом  $0.0050 \text{ см}$   $v_{\max} = 200 \text{ м/с}$ . Большее значение параметра  $C_4$  означает пропорционально большее значение  $v_{\max}$ .

На рис. 3 (слева) проиллюстрирована базовая картина выброса частиц из кометы (при выбросе в полусферу). Толщина и густота стрелок соответствуют размеру и числу частиц и иллюстрируют тот факт, что крупных частиц меньше, чем мелких (более тонкие стрелки). Длина стрелок иллюстрирует зависимость скорости от  $r$  (см. (6)). Конкретное исходное распределение частиц по размерам характеризуется минимальным и максимальным размерами (радиусами)  $r_{\min}$  и  $r_{\max}$  и наклоном, заданным в (9). Если в модели испарения комет все мелкие частицы достигают большой терминальной скорости, то в случае столкновения астероидов число частиц с высокими скоростями существенно меньше общего числа относительно малых частиц.

#### 4. К МОДЕЛИ ЭВОЛЮЦИИ МЕТЕОРОИДНОГО ПОТОКА

В предыдущем разделе мы обосновали разумный выбор начальных значений для эволюционной динамической модели системы “кометное ядро + вылетающие из ядра частицы”, а также вариант, описывающий образование метеороидного потока при столкновении астероидов. Исходя из проведенных оценок, мы считаем обоснованной следующую базовую постановку задачи о движении метеороидного потока кометного происхождения. Большое число частиц различного размера (будущих метеороидов) вылетают из кометы, точнее с полусферической (или как вариант сферической) поверхности вылета, находящейся на расстоянии  $100 \text{ км}$  от центра ядра кометы с терминальной скоростью, зависящей от размера частиц (см. (6)). Исходное распределение частиц по размерам (массам) описывается дифференциальным спектром (9), соответствующим значению  $s = 2$ . Выброс частиц происходит в перигелии орбиты кометы. Последующие выбросы также происходят в перигелии, но их интенсивность (число частиц) может по сравнению с первым выбросом изменяться. Это задаваемое изменение интенсивности рассматривается как параметр. Таким образом, в начальный момент выброса из ядра кометы для каждой частицы за-

даны размер, скорость и направление скорости. Задача состоит в том, чтобы рассчитать дальнейшее движение частиц и изучить эволюцию распределения частиц в пространстве. В модели должны учитываться помимо гравитационного поля основные негравитационные факторы, главным из которых для частиц малого размера является световое давление. Из анализа результатов расчета можно оценить роль этих факторов.

В разделе 3 мы получили приемлемые с нашей точки зрения оценки терминальной скорости вылета частиц из ядер комет. При этом в численных оценках предполагалось, что скорость вылета молекул с поверхности испаряющегося ядра  $u_0$  постоянна и равна  $1 \text{ км/с}$ . Возможно, в отдельных случаях скорость истечения газов может быть существенно выше (см. обсуждение в обзоре [18] раздел “Пример второй. Метеороидный поток Геминиды”). Поэтому можно рассматривать  $u_0$  как параметр.

Итак, для перехода к расчету эволюции метеороидного потока мы обосновали модель выброса и определили список начальных параметров. Он включает геометрию выброса, соответствующее поле скоростей частиц различных масс (поле определяется из модели, описанной в данной работе, но можно изменить скорость  $u_0$  выброса молекул с поверхности ядра). Другие параметры, имеющие методический характер, будут описаны в нашей следующей работе, посвященной моделированию динамической эволюции метеороидного потока.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Г.О. Рябовой за полезные критические замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Koschny and J. Borovička*, WGN, Journal of the International Meteor Organization **45**, 91 (2017).
2. *P. Pokorný and P. G. Brown*, Astron. and Astrophys. **592**, A150 (2016).
3. *J. Vaubaillon, F. Colas, and L. Jorda*, Astron. and Astrophys. **439**, 751 (2005).
4. *D. W. Hughes*, Astron. and Astrophys. **187**, 879 (1987).
5. *D. Vida, M. Campbell-Brown, P. G. Brown, A. Egal, and M. J. Mazur*, Astron. and Astrophys. **635**, A153 (2020).
6. *A. V. Moorhead, A. Egal, P. G. Brown, D. E. Moser, and W. J. Cooke*, Journal of Spacecraft and Rockets **56**, 1531 (2019).
7. *R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, and R. J. Weryk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **412**, 2033 (2011).
8. *D. Janches, C. Brunini, and J. L. Hormaechea*, Astronomical J. **157**, 240 (2019).

9. *P. B. Babadzhanov*, in *Asteroids, Comets, Meteors 1993*, eds. by A. Milani, M. di Martino, and A. Cellino (1994), vol. 160, p. 45.
10. *J. Rendtel*, in *Proceedings of the International Meteor Conference, 22nd IMC, Bollmannsruh, Germany, 2003*, eds. by M. Triglav-Cekada and C. Trayner (2004), p. 114.
11. *S. Molau, S. Crivello, R. Goncalves, C. Saraiva, E. Stomeo, and J. Kac*, WGN, *Journal of the International Meteor Organization* **45**, 144 (2017).
12. *R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, and R. J. Weryk*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 3322 (2011).
13. *P. B. Babadzhanov, S. O. Isamutdinov, and R. P. Chebotarev*, *Solar System Research* **26**, 70 (1992).
14. *Z. Ceplecha, J. Borovička, W. G. Elford, D. O. Revelle, R. L. Hawkes, V. Porubčan, and M. Šimek*, *Space Sci. Rev.* **84**, 327 (1998).
15. *P. Jenniskens*, *Meteor Showers and their Parent Comets* (Cambridge University Press, 2008).
16. *J. Borovička, P. Spurný, and P. Brown*, *Small Near-Earth Asteroids as a Source of Meteorites* (2015), p. 257.
17. *J. Vaubaillon, F. Colas, and L. Jorda*, *Astron. and Astrophys.* **439**, 761 (2005).
18. *G. O. Ryabova*, *Solar System Research* **47**, 219 (2013).
19. *J. Vaubaillon, L. Neslušán, A. Sekhar, R. Rudawska, and G. O. Ryabova*, *From Parent Body to Meteor Shower: The Dynamics of Meteoroid Streams* (2019), p. 161.
20. *B. M. Shustov and A. V. Tutukov*, *Astronomy Reports* **62**, 724 (2018).
21. *A. V. Tutukov and B. M. Shustov*, *Astrophysics* **63**, 552 (2020).
22. *B. M. Shustov*, *INASAN Science Reports* **4**, 356 (2019).
23. *G. Drolshagen, D. Koschny, S. Drolshagen, J. Kretschmer, and B. Poppe*, *Planet. Space Sci.* **143**, 21 (2017).
24. *R. Marschall, J. Markkanen, S.-B. Gerig, O. Pinzón-Rodríguez, N. Thomas, and J.-S. Wu*, *Frontiers in Physics* **8**, 227 (2020).
25. *M. Fulle, F. Marzari, V. Della Corte, S. Fornasier, H. Sierks, A. Rotundi, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, D. Koschny, et al.*, *Astrophys. J.* **821**, 19 (2016).
26. *F. L. Whipple*, *Astrophys. J.* **113**, 464 (1951).
27. *T. I. Gombosi, A. F. Nagy, and T. E. Cravens*, *Reviews of Geophysics* **24**, 667 (1986).
28. *J. F. Crifo*, *Astrophys. J.* **445**, 470 (1995).
29. *G. O. Ryabova*, *Mathematical Modelling of Meteoroid Streams* (Springer, 2020).
30. *P. L. Lamy, I. Toth, Y. R. Fernandez, and H. A. Weaver*, *The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei* (2004), p. 223.
31. *Z. Yoldi, A. Pommerol, and N. Thomas*, in *European Planetary Science Congress* (2018), pp. EPSC2018-788.
32. *A. Evans, J. C. Zarnecki, J. A. M. McDonnell, M. F. Bode, and G. E. Taylor*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **217**, 669 (1985).
33. *G. A. Shah*, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **17**, 114 (1989).
34. *E. Grün, A. Bar-Nun, J. Benkho, A. Bischo, et al.*, *Laboratory Simulation of Cometary Processes: Results from First KOSI Experiments* (1991), vol. 167, p. 277.
35. *J. Benkho, K. J. Seidensticker, K. Seiferlin, and T. Spohn*, *Planet. Space Sci.* **43**, 353 (1995).
36. *O. Groussin, J. M. Sunshine, L. M. Feaga, L. Jorda, et al.*, *Icarus* **222**, 580 (2013).
37. *F. Tosi, F. Capaccioni, M. T. Capria, S. Mottola, et al.*, *Nature Astronomy* **3**, 649 (2019).
38. *G. C. Sanzovo, A. A. de Almeida, A. Misra, R. M. Torres, D. C. Boice, and W. F. Huebner*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **326**, 852 (2001).
39. *M. F. A'Hearn, R. C. Millis, D. O. Schleicher, D. J. Osip, and P. V. Birch*, *Icarus* **118**, 223 (1995).
40. *N. L. Eisner, M. M. Knight, C. Snodgrass, M. S. P. Kelley, A. Fitzsimmons, and R. Kokotanekova*, *Astron. J.* **157**, 186 (2019), 1903.10500.
41. *Y. R. Fernández, C. M. Lisse, H. Ulrich Käufl, S. B. Peschke, H. A. Weaver, M. F. A'Hearn, P. P. Lamy, T. A. Livengood, and T. Kostiuik*, *Icarus* **147**, 145 (2000).
42. *T. Kramer, M. Läter, M. Rubin, and K. Altwegg*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, S20 (2017).
43. *F. L. Whipple*, *Astrophys. J.* **111**, 375 (1950).
44. *B. J. R. Davidsson, P. J. Gutierrez, and H. Rickman*, in *European Planetary Science Congress 2006* (2006), p. 438.
45. *N. H. Samarasinha, P. J. Gutierrez, M. J. S. Belton, T. Farnham, B. E. A. Mueller, and S. R. Chesley*, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42* (2010), vol. 42 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, p. 28.34.
46. *R. Niimi, T. Kadono, A. Tsuchiyama, K. Okudaira, et al.*, *Astrophys. J.* **744**, 18 (2012).
47. *S. F. Green, J. A. M. McDonnell, N. McBride, M. T. S. H. Colwell, A. J. Tuzzolino, T. E. Economou, P. Tsou, B. C. Clark, and D. E. Brownlee*, *Journal of Geophysical Research (Planets)* **109**, E12S04 (2004).
48. *K. Richter, W. Curdt, and H. U. Keller*, *Astron. and Astrophys.* **250**, 548 (1991).
49. *A. D. Storrs*, *Earth Moon and Planets* **72**, 99 (1996).
50. *C. Lejoly, N. H. Samarasinha, D. G. Schleicher, and L. Ojha*, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #46* (2014), vol. 46 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, p. 209.27.
51. *D. Jewitt and H. Matthews*, *Astronomical J.* **117**, 1056 (1999).
52. *E. Kostolansky*, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* **28**, 22 (1998).
53. *J. J. García-Martínez and F. Ortega-Gutiérrez*, *Meteoritics and Planetary Science Supp.* **42**, 5327 (2007).

54. *M. Sokolova, M. Sergienko, Y. Nefedyev, A. Andreev, and L. Nefediev*, *Advances in Space Research* **62**, 2355 (2018).
55. *J. Madieto and J. Trigo-Rodríguez*, in *Asteroids, Comets, Meteors 2014*, edited by K. Muinonen, A. Penttilä, M. Granvik, A. Virkki, G. Fedorets, O. Wilkman, T. Kohout (2014), p. 328.
56. *J. S. Dohnanyi*, *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).
57. *J. Deller*, Ph.D. thesis (Hyper-Velocity Impacts On Rubble Pile Asteroids), Kent Univ., UK, (2017).
58. *S. Takasawa, A. M. Nakamura, T. Kadono, M. Arakawa, et al.*, *Astrophys. J.* **733**, L39 (2011).
59. *P. Ševeček, M. Brož, D. Nesvorný, B. Enke, D. Durda, K. Walsh, and D. C. Richardson*, *Icarus* **296**, 239 (2017).
60. *H. J. Melosh*, in *Lunar and Planetary Science Conference (2020)*, Lunar and Planetary Science Conference, p. 2587.
61. *A. Nakamura, K. Sugiyama, and A. Fujiwara*, *Icarus* **100**, 127 (1992).
62. *N. Onose, A. Fujiwara*, in *Impact Cratering: Bridging the Gap Between Modeling and Observations*, edited by *R. Herrick and E. Pierazzo* (2003), p. 55.