

УДК 523.64-82

## ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ЯДРА КОМЕТЫ 67P/ЧУРЮМОВА–ГЕРАСИМЕНКО

© 2021 г. В. Решетник<sup>a, b</sup>, Ю. Скоров<sup>c, d, \*</sup>, М. Васюта<sup>a</sup>, М. Бенгли<sup>e</sup>, Л. Резак<sup>c</sup>,  
Д. Агарвал<sup>c, d</sup>, Ю. Блюм<sup>d</sup>

<sup>a</sup>Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина

<sup>b</sup>Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Украина

<sup>c</sup>Макс-Планк институт по изучению Солнечной системы, Геттинген, Германия

<sup>d</sup>Институт геофизики и внеземной физики Технического университета Брауншвайга,  
Брауншвайг, Германия

<sup>e</sup>ESA/ESAC, Camino Bajo del Castillo s/n, Urb. Villafranca del Castillo,  
28691, Villanueva de la Cañada, Spain

\*e-mail: skorov@mps.mpg.de

Поступила в редакцию 07.08.2020 г.

После доработки 04.10.2020 г.

Принята к публикации 08.11.2020 г.

В работе рассматривается свободно молекулярное течение газа через пылевой пористый поверхностный слой кометного ядра. Исследование выполнено на основе компьютерных моделей генерации пористой среды и Кнудсеновской диффузии газа. Мы рассматриваем различные типы как однородных, так и неоднородных слоев, построенных из непересекающихся сфер, включая слои, содержащие микротрещины или внутренние полости. Используя метод пробных частиц, количественно оцениваются функция распределения длин пролетов, проницаемость слоя, эффективные кинетические характеристики продуктов сублимации, прошедших через неизотермический пористый слой. Кроме того, в рамках используемого подхода мы рассматриваем объемное поглощение видимого солнечного излучения в приповерхностном поглощающем слое. Для всех изучаемых транспортных характеристик получены простые аппроксимационные выражения, которые позволяют с достаточной точностью оценивать изучаемые характеристики для практических приложений в физике комет. Полученные результаты будут использованы для построения новых согласованных моделей переноса энергии в приповерхностном слое кометного ядра и, прежде всего, для анализа результатов наблюдений кометы 67P/Чурюмова–Герасименко.

**Ключевые слова:** комета, кометная пыль, моделирование комы

**DOI:** 10.31857/S0320930X21020043

### ВВЕДЕНИЕ

Недавно завершившаяся космическая миссия Розетта по изучению кометы 67P/Чурюмова–Герасименко открыла новую эру в изучении короткопериодических комет. Различные научные приборы на борту орбитального и посадочного модулей провели многосторонние исследования физических процессов как в самом кометном ядре, так и в его окрестности – газо-пылевой коме. За время выполнения миссии получено огромное количество наблюдательных данных. Для многих приборов лишь часть полученных результатов обработана и проанализирована. В конце 2019 г. и начале 2020 г. ряд обзорных статей, суммирующих современное состояние дел, был опубликован в журнале Space Science Reviews: El-Maarry и др., 2019; Choukroun и др., 2019; Vincent и др., 2019; Grous-

sin и др., 2019; Weissman и др., 2019; Keller и др., 2020; Mottola и др., 2020. Мы кратко перечислим лишь некоторые из полученных результатов, непосредственно относящихся к теме нашего исследования.

Было убедительно показано, что поверхность кометного ядра покрыта нелетучим материалом, который мы будем называть кометной пылью. Отметим, что размеры пылевых частиц, их состав, и физические свойства очень разнообразны. Так, они могут достигать, видимо, сантиметрового размера (Blum и др., 2017). Ядро в целом обладает очень высокой пористостью ~65–85% (Pätzold и др., 2016; 2019). Пылевые частицы, захваченные инструментами COSIMA, GIADA и MIDAS расположенными на орбитальном модуле, также имеют сложную пористую структуру (Lan-

gevin и др., 2016; Hilchenbachm и др., 2016; Rotundi и др., 2015; Fulle и др., 2016; Bentley и др., 2015). Тепловая инерция приповерхностного слоя очень мала (Schloerb и др., 2015; Choukroun и др., 2015). Газовая активность наблюдается практически везде, следуя за солнечным освещением (Keller и др., 2015; Vincent и др., 2019). Это позволяет заключить, что лед находится близко к поверхности (Fornasier и др., 2016; 2019).

Эти результаты ясно говорят о том, что изучение газовой активности требует аккуратного изучения транспортных свойств экранирующего поверхностного пористого пылевого слоя. Общая картина, описывающая сублимацию льда из-под пористого нелетучего слоя, выглядит следующим образом. Значительная доля солнечного излучения поглощается ядром (бондовское альbedo очень мало (Fornasier и др., 2015)). За счет теплопроводности (которая в общем случае включает контактную теплопроводность твердой фазы, теплопроводность, обусловленную потоком газа через слой и радиационную теплопроводность из-за тепловой эмиссии пылинок) энергия доставляется к фронту сублимации. Продукты сублимации мигрируют сквозь пористый слой наружу, создавая газовую кому, и вглубь, конденсируясь и, возможно, образуя более компактные ледосодержащие слои (Kossacki и др., 2015). Таким образом, согласованная модель переноса энергии и массы в приповерхностном слое включает рассмотрение поглощения прямого солнечного излучения в слое, тепловую эмиссию нагретых пылинок, диффузию пара через пористый слой и оценку эффективной скорости сублимации с учетом газодинамического сопротивления слоя. Рассмотрение каждого из этих процессов является сложной задачей и прямо связано с транспортными свойствами приповерхностного слоя.

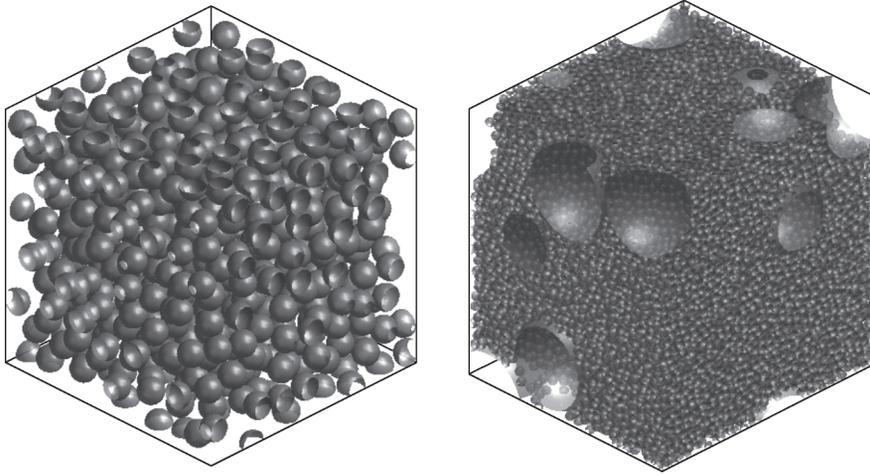
Говоря о транспортных свойствах, мы говорим о таких различных характеристиках как: а) проницаемость слоя для газового потока, б) эффективный размер пор, в) среднее вертикальное смещение между столкновениями в слое, г) распределения глубин для первого и последнего столкновения в слое. Первая характеристика влияет на эффективный темп сублимации; вторая, например, на радиационную теплопроводность; третья служит мерой извилистости пор; распределение глубин первого и последнего столкновений используется при оценке объемного поглощения солнечного излучения в слое и при оценке эффективной температуры вылетевших молекул при прохождении через неизотермический слой. В данной работе мы предлагаем согласованный подход для их количественной оценки на основе анализа микроструктуры модельного пористого слоя. На первом этапе мы описываем различные модельные слои, используемые в работе. Затем,

используя компьютерное моделирование, количественно анализируем поведение интересующих нас характеристик, и, наконец, получаем аппроксимирующие формулы, позволяющие включить наши результаты в многомерные нестационарные тепловые модели, созданные для анализа наблюдений (Macher и др., 2019).

## МОДЕЛЬНЫЕ СЛОИ

Для математического моделирования свойств пористой среды используются различные подходы, один из наиболее распространенных – это построение модельных слоев из простейших составляющих (мономеров). В данной работе мы рассматриваем различные модельные пористые слои, имеющие как однородную, так и неоднородную структуру. Слои состоят из сферических непересекающихся частиц либо одного размера (монодисперсные слои), либо двух размеров (бидисперсные слои). Кроме того, в слое могут быть полости (пустоты, размер которых значительно превышает размер частиц) или щели (модельный аналог микроскопических трещин, ширина которых также превышает размер модельных частиц). Мы будем характеризовать слои степенью заполнения  $\psi$  и пористостью  $\phi$ , где первая – это отношение объема, занятого частицами  $V_s$  к общему объему образца  $V_m$ , а вторая – это разность между общим объемом и полным объемом частиц, деленная на полный объем образца  $(V_m - V_s)/V_m$  или  $1 - \psi$ . Пористость модельных слоев изменяется в широких пределах: от примерно 30% до примерно 85%, то есть степень заполнения меняется более чем в 4 раза.

Для конструирования случайных пористых слоев мы использовали несколько подходов, которые широко применяются при изучении свойств пористых сред. Первый метод – это метод случайного баллистического осаждения (random ballistic deposition, RBD). В этом случае пористой слой создается в результате вертикального падения сферических частиц на плоскую подложку. Тестовая частица останавливается, и ее положение фиксируется после первого контакта с одной из предыдущих частиц, уже принадлежащих образующейся матрице. Подробное описание этого метода можно найти, например, в (Blum и Schröpfer, 2004). Отметим, что в монодисперсном случае использование классического варианта этого метода приводит к созданию слоя с фиксированной пористостью около 85%. Для того чтобы получить монодисперсные слои с более низкой пористостью, можно использовать, например, метод случайной последовательной упаковки (random sequential packing, RSP). В этом случае контрольный объем последовательно заполняется сферами, на каждом шаге случайным образом генерируются координаты центра новой частицы и



**Рис. 1.** Примеры модельных слоев. Левая панель: часть слоя, состоящего из сфер одного размера. Пористость слоя 65%. Правая панель: часть слоя, содержащего сферы одного размера и полости, размер которых в десять раз больше размера малой сферы. Эффективная пористость слоя 50%.

проверяется, что не возникает пересечение с ранее размещенными частицами. Более подробное описание этой техники можно найти в (Skorov и др., 2011). Используя этот метод, удается создать слой с пористостью примерно 65% и выше. Наконец, мы использовали метод случайного гравитационного осаждения (random gravitational deposition, RGD). При использовании этого метода частицы сначала располагаются случайным образом в большом первоначальном объеме (так что степень заполнения заметно меньше единицы), а потом под действием внешней гравитации модельные сферы скатываются в устойчивое положение, так что каждая частица имеет контакты с несколькими сферами-соседями. В этом случае пористость получаемого слоя может составлять около 40%. В нашей работе мы реализовали этот подход, используя компьютерные пакеты YADE (<https://www.yade-dem.org>) и LIGGGHTS (Kloss и др., 2012). Очевидно, что все указанные подходы могут использоваться для создания как моно-, так и бидисперсных слоев. Для того чтобы изучить слои с полостями, мы сначала создавали плотно упакованные случайные пористые бидисперсные слои, в которых размер частиц отличался в десять раз, а число крупных частиц менялось в различных вариантах от до 51 до 201 (пористости равны 32 и 23% соответственно). Затем мы удаляли крупные частицы, получая внутри слоя большие пустоты, объем которых примерно в тысячу раз превосходил объем сферы меньшего радиуса. Изменяя количество крупных частиц, как следствие, мы изменяли пористость получаемого неоднородного слоя: в наших моделях она изменялась от 47 до 71% соответственно. Для изучения транспортных характеристик в слоях со щелями, мы брали однородный плотно упакованный слу-

чайный слой и удаляли его часть, создавая щели в форме прямоугольного параллелепипеда. При этом ширина и количество щелей определялись значением конечной средней пористости, которую мы хотели получить. При заданных требуемой пористости и числе щелей их ширина определяется однозначно. Примеры модельных слоев показаны на рис. 1.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ГАЗА И РАДИАЦИИ В СЛОЕ

Используя созданные модельные слои, мы можем перейти к анализу транспортных характеристик. Но прежде сделаем одно замечание. Целью данного исследования является получение количественных оценок физических характеристик, имеющих важное прикладное значение. Эти характеристики должны быть в будущем использованы в согласованных моделях тепло- и массопереноса в приповерхностном слое ядра кометы. В свою очередь, эти модели должны помочь нам в анализе данных, полученных в ходе наблюдений *in situ*. Именно такая прикладная цель во многом определяет как выбор используемых подходов, так и выбор анализируемых характеристик. Последние мы разделим на две группы: относящиеся к прохождению через слой продуктов сублимации (т.е. молекул разреженного газа) и относящиеся к распространению в слое излучения (как прямого солнечного, так и теплового излучения нагретых солнцем пылинок). К первой группе относятся: проницаемость слоя  $\Psi$ , среднее вертикальное смещение между последовательными столкновениями  $\Delta$ , и распределение глубин, на которых имело место последнее перед вылетом из слоя столкновение пробной частицы с пылевой

матрицей  $\Lambda(z)$ . Во вторую группу входят средний размер пор  $\Omega$  и распределение глубин, на которых имело место первое столкновение пробной частицы с пылевой матрицей  $\Theta(z)$ . То, как именно эти характеристики влияют на перенос энергии и массы, будет рассмотрено в разделе обсуждения полученных результатов ниже.

Стремясь в первую очередь к общности используемых подходов и к достижению практических целей, мы будем использовать метод трассировки лучей (или так называемый метод пробной частицы) для обеих групп. Обосновывая применение данного подхода, отметим, что в кометных условиях обычно можно рассматривать течение газа в приповерхностном пористом слое как бесстолкновительное, т.е. мы пренебрегаем столкновениями между молекулами, находящимися внутри слоя. Это упрощение справедливо, если средняя длина свободного пробега молекул (MFP) намного больше, чем средний размер пор. В кинетически равновесном газе MFP-молекулы однозначно определяется плотностью газа, которая, в свою очередь, является функцией температуры сублимирующего льда. Оценки этой характеристики для водяного пара для типичных кометных условий можно найти, например, в (Skorov and Rickman, 1999). На основании этих расчетов и данных о размерах пылинок, полученных инструментом COSIMA на борту аппарата Розетта (Hilchenbach et al., 2016), можно заключить, что такое упрощение не является сильной идеализацией и физически обосновано: средняя длина свободного пробега молекул воды при наблюдаемых кометных температурах ( $\geq 1$  мм) на порядок больше характерного размера исследованных пылинок (ниже мы покажем, что этот размер сравним с характерным размером пор). В случае анализа характеристик радиационного переноса применение метода пробных частиц, конечно, является значительно более сильным упрощением. Прежде всего отметим, что применение геометрического по сути своей подхода накладывает жесткие ограничения на соотношение между характерной длиной волны излучения и размером частицы: это отношение должно быть существенно меньше единицы. Кроме того, в простейшем варианте, который используется в данной работе, мы считаем, что имеет место только полное поглощение прямого солнечного света (т.е. среда абсолютно непрозрачная). Более подробно мы рассмотрим эти ограничения при обсуждении результатов ниже.

Подробное описание метода пробных частиц в применении к анализу транспортных характеристик пористой среды может быть найдено в нашей предыдущей статье (Skorov et al., 2011). Краткое описание схемы моделирования представлено ниже. На первом шаге координаты центров всех частиц, составляющих модельный слой, за-

гружаются в память компьютера. Для того чтобы ослабить граничные неоднородности в распределении частиц, обусловленные методом генерации слоя, границы области моделирования сдвигаются от верхней и боковых граней на размер одного номера. Нижняя граница расчетной области не изменяется, т.е. все сферы в нижнем слое касаются плоскости  $z = 0$ . После определения области мы приступаем к моделированию движения пробной частицы. Движение частицы начинается на нижней грани среды. Сначала задаются случайным образом координаты точки входа в кубоид. После этого генерируются случайные значения для направляющих косинусов в соответствии с предполагаемой функцией распределения пробных частиц. При изучении диффузии газа мы считаем, что молекулы имеют так называемую полу-Максвелловскую функцию распределения скоростей. Для моделирования ослабления интенсивности прямого солнечного излучения предполагается, что все пробные частицы изначально двигаются в одном направлении по внутренней нормали к нижней грани кубоида. Отметим, что для оценки упомянутых выше характеристик ( $\Psi$ ,  $\Delta$ ,  $\Lambda(z)$ ) не требуется генерировать значения абсолютной величины скорости, поскольку мы остаемся в рамках чисто геометрической модели. (В данной работе не рассматриваются нестационарные процессы диффузии, т.е. предполагается, что изменение граничных характеристик если и имеет место, то происходит значительно медленнее, чем время нахождения пробной частицы в слое. Таким образом эффекты, связанные с различием скоростей молекул не исследуются.) На следующем шаге ищется ближайшая сфера, с которой пересекается линия движения пробной частицы. После определения координат столкновения новые значения направляющих косинусов генерируются, считая, что имеет место диффузное рассеяние. (Следует отметить, что такая модель описания столкновения является простейшей. В более общем случае материал пылевого слоя может частично или полностью абсорбировать молекулы газа. Эффективный коэффициент абсорбции зависит от многих параметров, например, химического состава пылинок, их температуры и т.д. Изучение этого вопроса требует проведения дополнительных лабораторных экспериментов.) В ходе моделирования информация о координатах столкновений, длина свободного пролета и вертикальное смещение сохраняется. Затем моделируется следующее столкновение-рассеяние. Эта процедура повторяется до тех пор, пока пробная частица не пересекает одну из граней вычислительной области. Если пробная частица пересекает горизонтальные грани, то значения счетчиков испускаемых или поглощаемых частиц изменяются, и мы переходим к следующей тестовой частице. Если частица пересекает вертикаль-

ные грани кубоида, то в предположении о периодических граничных условиях на боковых гранях задаются новые координаты, и моделирование продолжается. Описанная процедура продолжается до тех пор, пока счетчик частиц, вылетевших через верхнюю грань, не достигнет заданного значения (обычно 100 тысяч частиц).

### СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОЯ

Наш анализ мы начнем с рассмотрения такой важной транспортной характеристики пористой среды как газодинамическая проницаемость  $\Psi$ . Если ограничить наш анализ случаем свободно молекулярной диффузии, то проницаемость пористого слоя – это просто отношение числа молекул, вошедших в контрольный объем, к числу молекул, вышедших из рассматриваемого объема. Количественная оценка проницаемости, очевидно, зависит от описания процесса диффузии (например, модели рассеяния) и от описания пористой среды. В простейшем случае пористая среда описывается как система прямых цилиндрических каналов – капилляров. Свободно молекулярная диффузия газа в длинной трубе была изучена более ста лет назад Кнудсенем (1909), который получил формулу, хорошо согласующуюся с результатами экспериментов для длинных каналов, т.е. для случая, когда радиус трубки много меньше ее длины. Эта формула широко применялась в публикациях, где рассматривались теоретические тепловые модели кометного ядра и оценивалась эффективная сублимация льдов (например, Enzian и др., 1997; Hubner и др., 2006)

$$\Psi = \left(\frac{8r}{3L}\right) \left(\frac{m}{2\pi k}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P_t}{\sqrt{T_t}} - \frac{P_b}{\sqrt{T_b}}\right),$$

где  $r$  – радиус канала,  $L$  – его длина,  $m$  – масса молекулы,  $k$  – постоянная Больцмана,  $P_t$  и  $P_b$  – давления, а  $T_t$  и  $T_b$  – температуры на концах канала.

Позже Клаузинг получил более общую формулу, которая хорошо согласуется с экспериментальными результатами для трубок произвольной длины (Clausing, 1932)

$$\Psi = \left(\frac{20 + 8\left(\frac{L}{r}\right)}{20 + 19\left(\frac{L}{r}\right) + 3\left(\frac{L}{r}\right)^2}\right) \left(\frac{m}{2\pi k}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P_t}{\sqrt{T_t}} - \frac{P_b}{\sqrt{T_b}}\right).$$

В работе (Steiner, 1990) подробно рассмотрены оба эти выражения и проанализированы присутствующие им ограничения. В кометной физике этот подход впервые был подробно изложен в пионерской работе Fanale и Salvail (1984), где были представлены формулы (см. уравнения (11)–(15)), связывающие эффективную сублимацию с пористостью слоя, его толщиной, радиусом капилляра

и параметром извилистости. Последний параметр на феноменологическом уровне увеличивает “эффективную” длину капилляров и позволяет учесть тот факт, что в случайной пористой среде поры образуют сложную связную систему. Предполагалось, что пористость среды описывается как связка параллельных цилиндрических трубок одинакового радиуса. Важно отметить, что в этой модели пористость и извилистость входят в формулу газопроизводства независимо, т.е. задаются в модели раздельно. Позже этот подход к описанию пористой среды был использован в десятках публикаций, относящихся к изучению физики комет, оставаясь долгое время стандартом (см., например, Mekler и др., 1990; Enzian и др., 1997; Skorov и др., 2001). Даже применение метода трассировки частиц сначала использовалось для такой же модельной геометрии цилиндрической трубы (Skorov и Rickman, 1995).

Первая попытка описать поверхностный слой кометного ядра как пористый слой, состоящий из отдельных частиц, была предпринята в (Skorov и др., 2011). Важное отличие такого подхода заключается в том, что движение молекул становится “внешним” по отношению к пылевой матрице, и поры образуют в общем случае единую глобальную сеть. В цитируемой работе мы рассматривали только однородные слои, составленные из сфер одного размера, которые не пересекались друг с другом. Мы анализировали свободно молекулярную диффузию в слоях с пористостью от 65 до 85%. Заметим, что рассмотренный интервал значений пористости совпадает с интервалом значений, полученных при наблюдении кометы 67P (см. Введение). При таком методе построения пористого слоя не нужно вводить дополнительный параметр извилистости, упомянутый выше. Было показано, что при заданной толщине слоя во всех рассмотренных случаях проницаемость нелинейно зависит от пористости, тогда как и в формуле Кнудсена, и в формуле Клаузинга эта связь линейная. Для практического применения полученных численных результатов нами была предложена аппроксимирующая формула для “эффективного радиуса капилляра”, входящего в исходную формулу Клаузинга для прямой трубы. Используя полученное соотношение, можно аппроксимировать полученные численные результаты с точностью около 4%. Практическая важность полученной простой аппроксимации связана с тем, что темп газопроизводства должен быть рассчитан в рамках согласованной модели тепло- и массопереноса в приповерхностном слое. Для решения такой задачи невозможно использовать требующий большого объема вычислений метод трассировки частиц (когда используются сотни тысяч тестовых частиц, а число столкновений в слое исчисляется сотнями миллионов). Поэтому нам нужна простая функция

для расчета проницаемости слоя, не содержащая дополнительных свободных модельных параметров.

В данной работе мы существенно расширим ряд рассматриваемых моделей, преследуя прежнюю цель: провести систематические численные расчеты и на их основе получить аппроксимирующие функции для проницаемости. Основное упрощение, сделанное в (Skofov и др., 2011) — это предположения об однородности слоя и одинаковом размере всех частиц. Наблюдения, сделанные аппаратом Розетта, убедительно показывают, что оба эти предположения являются значительной идеализацией. Ниже мы рассмотрим: 1) бимодальные слои, т.е. слои, составленные из частиц, имеющих существенно разные размеры; 2) слои, содержащие относительно крупные полости внутри слоя; 3) слои, имеющие вертикальные разломы или микротрещины. Именно роль этих структурных неоднородностей будет в центре нашего внимания. Для сравнения мы будем использовать модели однородных слоев, имеющих близкую пористость. Общая схема предлагаемого анализа следующая.

— На первом шаге мы получаем и анализируем функцию распределения длин отрезков между двумя последовательными столкновениями в слое. Поскольку в модели отсутствуют межмолекулярные столкновения, то это распределение можно называть распределением длин пробегов молекул.

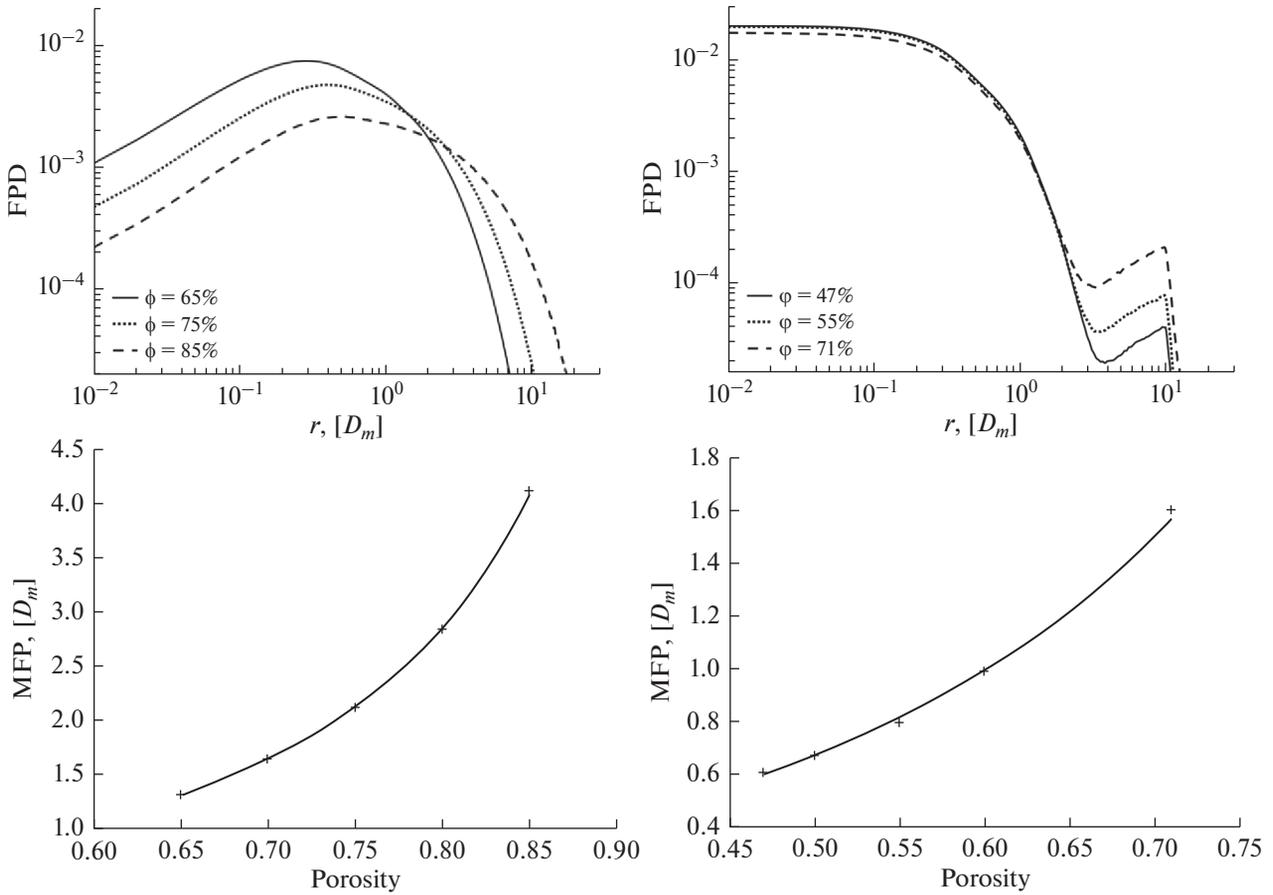
— Зная эти распределения, мы вычислим средние значения длин пробегов. Эти величины широко используются в качестве характеристики, задающей “эффективный размер пор”  $\Omega$ . Важно подчеркнуть, что мы будем использовать эту модельную характеристику вместо “эффективного радиуса капилляра”, использованного в (Skofov и др., 2011).

— На основе полученных результатов будут получены аппроксимационные формулы, связывающие проницаемость с толщиной слоя и эффективным размером пор, который является в модели функцией пористости.

Рассмотрим результаты расчетов представленных на рис. 2. В верхнем ряду показаны функции распределения длин пролетов для монодисперсных однородных слоев (левый столбец) и слоев, содержащих полости (правый столбец). Для однородных слоев пористость изменяется от 65 до 85%. Как нетрудно видеть, максимальное значение функция распределения достигает при длине пролета от примерно 0.3 диаметра мономера (пористость 65%) до 0.5 диаметра мономера (пористость 85%). Затем функция монотонно падает, и при длине около 10 диаметров ее значение составляет около процента от максимального значения. Важно отметить, что в нашей модели обнаружены

пролеты, длина которых заметно превосходит размер пылинок. Их существование наглядно показывает, что выбор размера пылинки в качестве характерного размера пор не является достаточно обоснованным. Для слоев, имеющих полости, в поведении функции распределения заметны особенности. Напомним, что модельные полости созданы при удалении крупных частиц (размер которых в десять раз больше размера основных мелких пылинок). Число этих крупных частиц изменялось от ~50 до ~200, после их удаления результирующая пористость слоя изменяется от 47% до 71% соответственно. Хорошо видно появление вторичных максимумов в функции распределения, возникающих из-за появления “длинных” пролетов: эта ситуация возникает, когда тестовая частица влетает в полость после рассеяния на мелкой пылинке. Поскольку эти пролеты зависят от размера полости, положения вторичных максимумов мало изменяется при изменении пористости. Однако от пористости зависит количество полостей и, значит, абсолютное количество длинных пролетов. Таким образом, величина вторичного максимума тем больше, чем выше пористость модельного слоя. Так же как в случае однородных слоев мы видим незначительную долю пролетов, длина которых превышает размер полости. В рассматриваемом случае имеется явное бимодальное распределение длин пролетов, отражающее структуру слоя, в котором есть поры двух характерных размеров. (Заметим, что в рассматриваемых модельных слоях мы не можем строго использовать термин “размер пор”: дисперсная фаза образует “скелет”, и все “поры” связаны между собой. Более строго следует говорить о характерных длинах пролетов.) В нижнем ряду показаны зависимости средней длины пролета от пористости слоя для моно- (левая панель) и би дисперсных (правая панель) слоев. Следует подчеркнуть, что заметные различия в поведении распределения длин пролетов (верхний ряд) не оказывают заметного влияния на вид зависимости. В обоих случаях среднее значение увеличивается по мере увеличения пористости и характер зависимости не изменяется. Этот результат кажется важным с практической точки зрения, поскольку он позволяет предположить, что проницаемость рассматриваемых слоев также будет зависеть от пористости похожим образом. Как и в случае однородных монодисперсных слоев (Skofov и др., 2011), зависимость средней длины пролета от пористости хорошо описывается теоретической зависимостью вида  $\sim \phi / (1 - \phi)$  (Dullien, 1991).

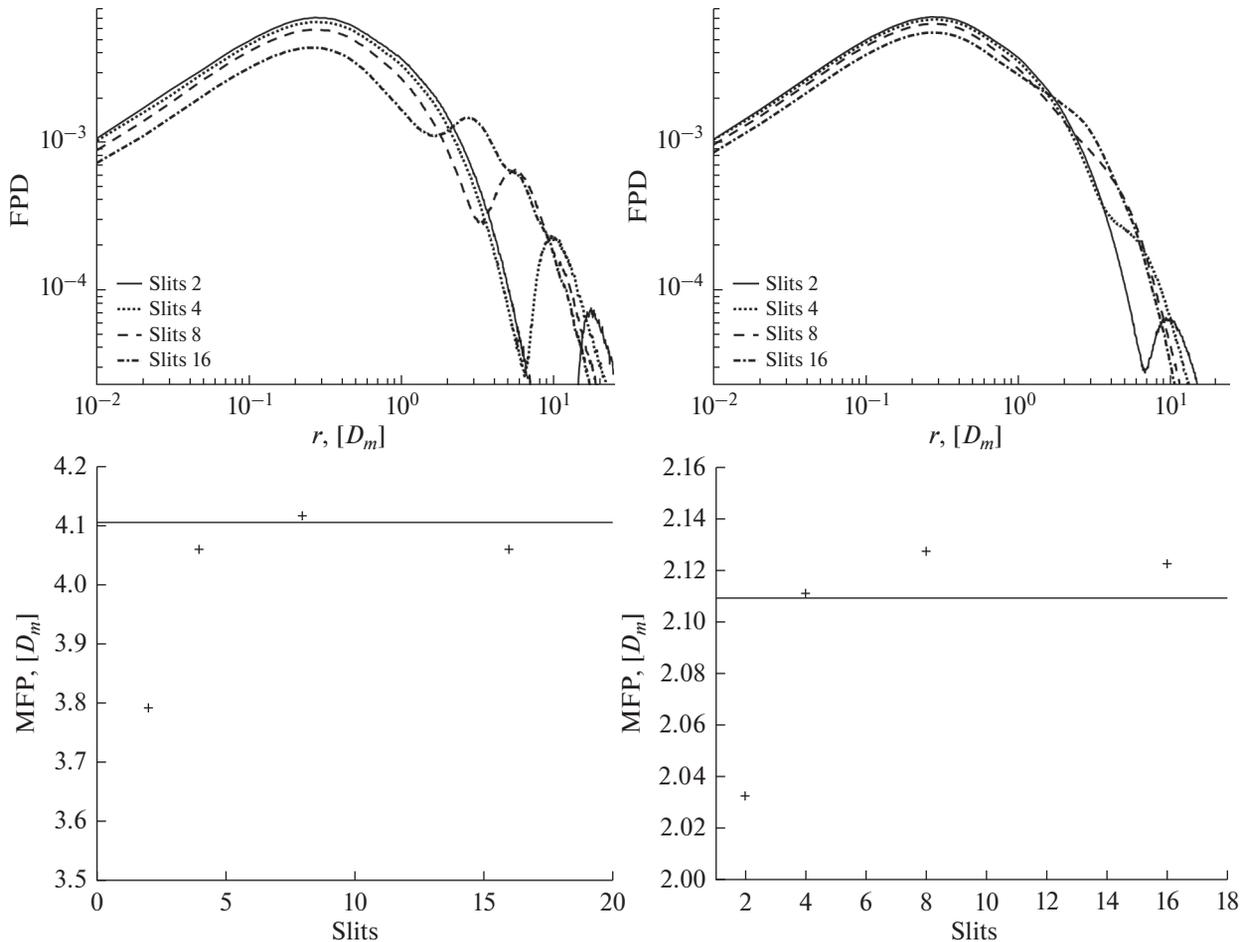
На следующем рисунке (рис. 3) показаны результаты, полученные для слоев со щелями. Эти неоднородные слои создавались удалением частей из первоначально однородного слоя, имеющего пористость 65%. В верхнем ряду показаны функции распределения длин пролетов для слоев



**Рис. 2.** Верхний ряд: распределения длин пролетов тестовых частиц (FPD), для однородных монодисперсных слоев с пористостью 65, 75 и 85% (левая верхняя панель) и слоев с полостями с пористостью 47, 55, 71% (правая верхняя панель). Длины приведены в диаметрах мономеров. Нижний ряд: средние длины пробегов частиц (MFP) для однородных монодисперсных слоев (левая нижняя панель) и слоев с полостями (правая нижняя панель) в зависимости от пористости слоя  $\phi$ . Результаты расчетов показаны крестиками. Сплошные кривые показывают аппроксимирующую зависимость  $\sim \phi/(1-\phi)$  (Dullien, 1991).

с результирующей пористостью 75% (левая панель) и 85% (правая панель). Поскольку пористость слоя задана, то при изменении числа щелей в рассматриваемом образце изменяется их ширина. Как и в случае с полостями в распределении пролетов возникают вторичные максимумы. Очевидно, что ширина щели задает некоторый ожидаемый интервал для пролетов через щель. Напомним, что мы рассматриваем чисто диффузное рассеяние при столкновении тестовой частицы с пылинкой в слое (т.е. в точке столкновения генерируются новые значения направляющих косинусов для полу-Максвелловского распределения). Из-за различной ширины щели положение этих вторичных максимумов также различается: по мере уменьшения ширины максимумы сдвигаются в сторону меньших длин пролетов и их относительная амплитуда уменьшается. Таким образом, мы видим, что не только пористость, но и характерные размеры неоднородностей (разрывов) в слое влияют на распределение длин пролетов.

Для анализа средних значений длин пролетов мы сравнивали их с соответствующими значениями, полученными для однородных слоев, имеющих близкие значения пористости. Из-за дискретности модели можно говорить только о приблизительно такой же пористости образцов, мы не ставили цель получить абсолютно одинаковые значения, но контролировали малость отклонения. На нижних панелях рис. 3 показаны средние значения пролетов в зависимости от числа щелей (или, что то же самое, их ширины). Горизонтальная сплошная линия показывает значение, полученное для соответствующего однородного одно-модального слоя. Как видно, различия в средних значениях незначительны и не превосходят 8%. Этот результат объясняется тем, что относительная доля длинных пролетов (т.е. пролетов через щель) невелика. Они не могут заметно изменить среднее значение. Таким образом, мы делаем вывод, что для всех проведенных испытаний слоев

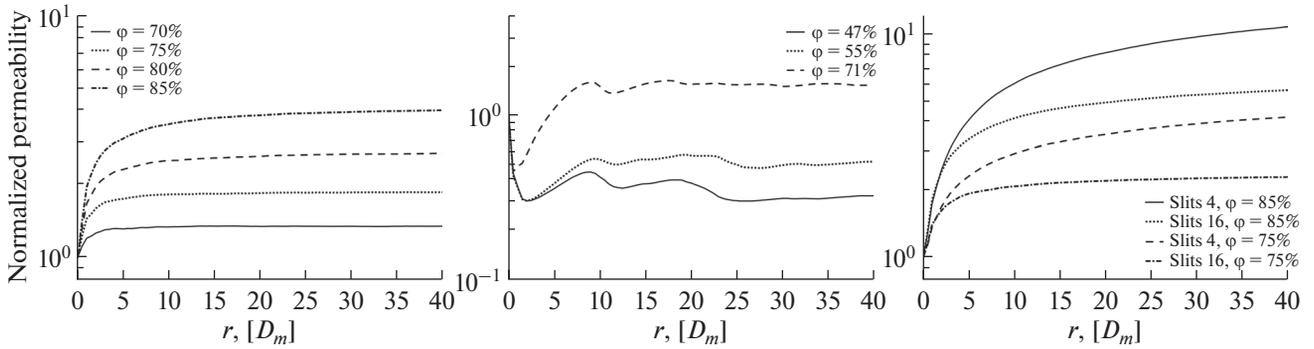


**Рис. 3.** Верхний ряд: распределения длин пролетов тестовых частиц (FPD) для монодисперсных слоев со щелями и результирующей пористостью 85% (левая верхняя панель) и 75% (правая верхняя панель). Слои со щелями построены из однородного монодисперсного слоя с исходной пористостью 65%. Количество щелей меняется от 2 до 16 (см., описание на вставке). Все длины приведены в диаметрах мономеров слоев. Нижний ряд: средние длины пробега частиц (MFP) в зависимости количества щелей для монодисперсных слоев с пористостью 85% (левая нижняя панель) и 75% (правая нижняя панель). Результаты расчетов показаны крестиками. Сплошная кривая – средняя длина пробега для однородного монодисперсного слоя, имеющего близкую пористость (85% левый график и 75% правый график, соответственно).

со щелями их число не изменяет существенно среднюю длину пролета при заданной пористости.

Перейдем теперь к оценке проницаемости слоя. На рис. 4 показана проницаемость как функция толщины слоя для однородных монодисперсных слоев, имеющих различную пористость (левая панель), для бидисперсных слоев различной пористости, имеющих полости (центральная панель), и для слоев со щелями, имеющих различную пористость (правая панель). Все проницаемости нормированы на проницаемость однородного монодисперсного слоя, имеющего самую низкую пористость (65%). Мы выбрали такую форму представления по нескольким причинам. Во-первых, это значение пористости можно рассматривать как возможное нижнее значение пористости, полученное из анализа наблюдений

(Pätzold и др., 2016). Во-вторых, ниже мы приводим таблицу, содержащую коэффициенты аппроксимирующих функций, которые позволяют получить с достаточной точностью абсолютные значения проницаемости. Поэтому на рисунке мы хотим показать относительные изменения этой характеристики прежде всего в зависимости от пористости, а также структурных неоднородностей слоя. Из анализа результатов видно, что проницаемость заметно зависит от пористости. Даже относительно небольшие изменения  $\phi$  (от 65 до 75% и от 75 до 85%) для однородного слоя приводят приблизительно к удвоению проницаемости. Причем это относительно увеличение мало изменится при росте толщины слоя, оставаясь примерно постоянным, начиная с толщин в 5–10 размеров частиц. Для слоев, содержащих полости (центральная панель), поведение кривых



**Рис. 4.** Нормированная проницаемость монодисперсных слоев как функция толщины слоя. В качестве нормировочной функции использовалась проницаемость однородного монодисперсного слоя с наименьшей пористостью 65%. Левая панель: проницаемость однородных монодисперсных слоев с пористостью 70, 75, 80, 85%. Центральная панель: проницаемость монодисперсных слоев с полостями и пористостью 47, 55, 71%. Правая панель: проницаемость монодисперсных слоев с различным количеством щелей и пористостью 75 и 85%.

более сложное. Лишь для толстых слоев ( $>20D_m$ ), отношения проницаемостей становятся близкими к постоянному значению. Как и в случае однородного слоя, изменение средней пористости примерно на 10% приводит к изменению проницаемости вдвое. Для случая, когда в слое имеются трещины, значение имеет не только средняя пористость слоя, но и относительная ширина трещины (щели). Этот эффект хорошо виден на графике, показанном на правой панели. Мы привели результаты, полученные для двух значений средней пористости: 75 и 85%. При заданной средней пористости мы изменяли число щелей, а, следовательно, их ширину. В случае узких щелей (их число равно 16) поведение кривых весьма близко к результатам, полученным для однородного слоя: увеличение пористости на 10% приводит к приблизительно удвоению проницаемости. Для случая широких щелей (их число равно 4, а толщина в четыре раза больше, чем в первом случае) проницаемость растет заметно быстрее: наличие широких щелей приводит к дополнительному росту. Для слоев толщиной  $40D_m$  проницаемость выше проницаемости аналогичного однородного слоя примерно в 2–2.5 раза. Таким образом, мы делаем вывод, что присутствие неоднородностей может заметно изменить проницаемость слоя. Этот вывод, безусловно, важен для кометных моделей расчета газопроизводительности и пылевой активности.

Как мы подчеркивали выше, применение метода тестовых частиц требует большого времени моделирования. Это не позволяет включать такой вычислительный блок непосредственно в модели, описывающие тепло- и массоперенос в кометном ядре. Поэтому так важно получить удовлетворительные аппроксимирующие формулы, которые позволили бы учесть сопротивление пористого слоя течению газа. Один из вариантов

такой аппроксимации был нами ранее получен в (Skorov и др., 2011). В данной работе мы используем другой вид аппроксимирующей функции, следуя подходу, использованному нами ранее для анализа экспериментальных результатов (Gundlach и др., 2011). А именно, мы будем искать приближающую функцию вида  $\sim 1/(a + bL/MFP)$ , которая содержит две характеристики слоя: его толщину  $L$  и среднее значение длины пролета  $MFP$  и два коэффициента. Полученные результаты аппроксимации для всех проведенных численных экспериментов сведены в табл. 1. Кроме указанных параметров мы приводим также значение Хи-квадрата Пирсона.

В качестве иллюстрации на рис. 5 мы приводим несколько примеров относительных отклонений значений, полученных с помощью табличных функций от вычислительных результатов. Видно, что наибольшие отклонения наблюдаются для слоев с полостями, причем эти отклонения не носят систематический характер. Видимо, они обусловлены тем, что полости в наших модельных слоях действительно расположены случайным образом, поэтому проницаемость не такая гладкая функция, как это наблюдается для однородных слоев (см. рис. 4, центральная панель). Однако, принимая во внимание то обстоятельство, что пористость приповерхностного слоя известна нам лишь приблизительно, а ее влияние заметно больше, чем влияние аппроксимации, мы считаем, что эти отклонения допустимы при использовании в моделях тепло-массопереноса.

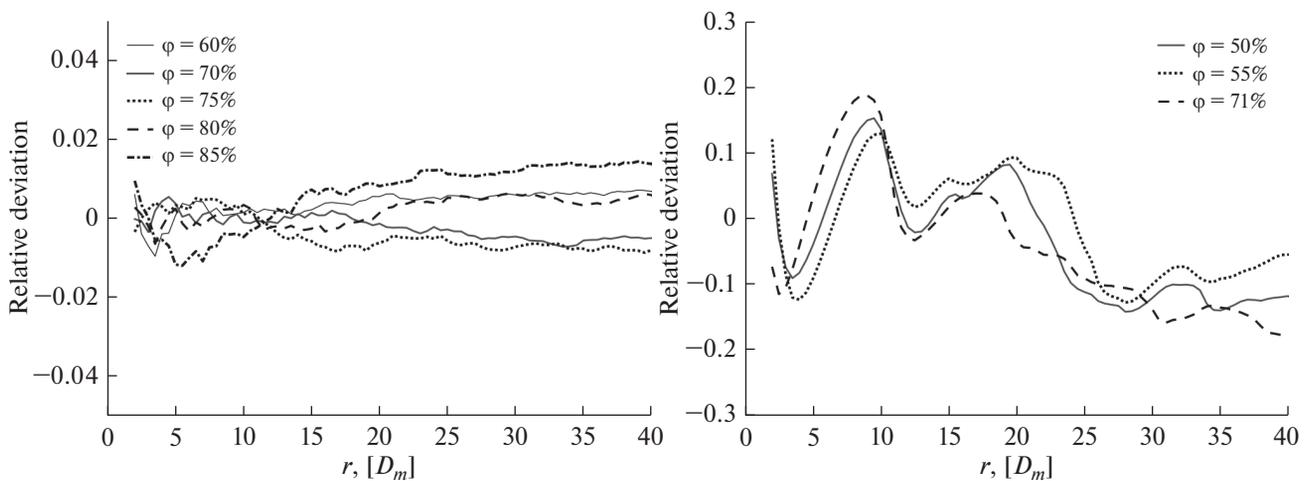
Как было отмечено выше, подходы, основанные на описании пористости как связки цилиндрических капилляров, используют для расчета проницаемости еще один модельный параметр — извилистость  $\tau$ . В исследованиях, относящихся к физике комет (например, Mekler и др., 1990; Enzian и др., 1997; Skorov и др., 1999; Hubner и др.,

**Таблица 1.** Аппроксимация проницаемости:  $\Psi = 1/(a + bL/MFP)$

Описание слоя	MFP, $D_m$	$a$	$b$	$\chi^2$
Однородный, $\phi = 0.65$	1.303	0.092	2.146	$1.15e-7$
Однородный, $\phi = 0.70$	1.633	0.342	1.967	$4.18e-8$
Однородный, $\phi = 0.75$	2.109	0.498	1.820	$1.53e-7$
Однородный, $\phi = 0.80$	2.834	0.667	1.696	$1.63e-7$
Однородный, $\phi = 0.85$	4.106	0.759	1.614	$2.07e-6$
С полостями, $\phi = 0.44$	0.607	3.074	2.510	$3.50e-6$
С полостями, $\phi = 0.46$	0.671	4.393	2.403	$2.84e-6$
С полостями, $\phi = 0.50$	0.795	6.754	2.227	$4.20e-6$
С полостями, $\phi = 0.57$	0.993	5.931	1.661	$1.56e-5$
С полостями, $\phi = 0.70$	1.603	4.508	1.293	$4.26e-5$
Со щелями, Slits 2, $\phi = 0.85$	3.791	1.888	0.369	$1.45e-4$
Со щелями, Slits 4, $\phi = 0.85$	4.061	1.497	0.503	$9.55e-5$
Со щелями, Slits 8, $\phi = 0.85$	4.117	1.262	0.763	$6.49e-5$
Со щелями, Slits 16, $\phi = 0.85$	4.060	1.071	1.152	$2.65e-5$
Со щелями, Slits 2, $\phi = 0.75$	2.033	2.070	0.678	$1.05e-4$
Со щелями, Slits 4, $\phi = 0.75$	2.111	1.612	0.823	$5.44e-5$
Со щелями, Slits 8, $\phi = 0.75$	2.128	1.194	1.116	$1.70e-5$
Со щелями, Slits 16, $\phi = 0.75$	2.122	0.818	1.503	$1.05e-6$

2006), широко используется формула для проницаемости, предложенная в (Fanale и Salveil, 1984), в которой проницаемость среды прямо пропорциональна ее пористости и обратно пропорциональна квадрату извилистости. При том считается, что радиус капилляра постоянная величина, не зависящая от этих характеристик.

В (Skorov и др., 2011) мы подробно обсуждаем различные модели для оценки извилистости. Здесь мы лишь коротко остановимся на оценке этой характеристики, которую можно получить из наших расчетов. Несмотря на очень широкое использование, извилистость определяется по-разному в различных исследованиях. Мы будем



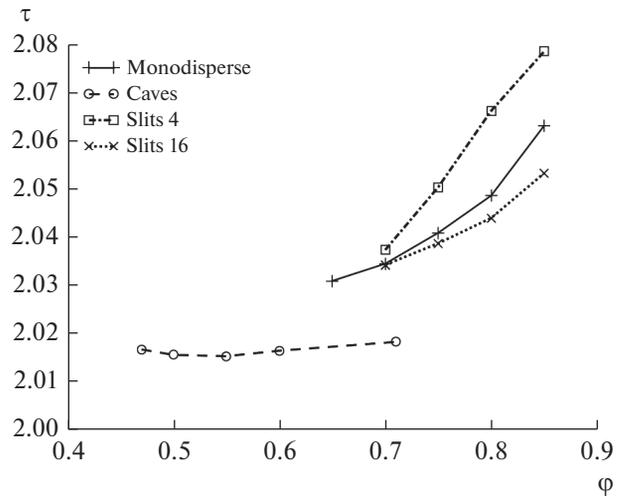
**Рис. 5.** Относительное отклонение рассчитанной проницаемости от аппроксимирующей функции (табл. 1) для однородных моносферных слоев с пористостью 65–85% (левая панель) и неоднородных слоев с полостями и пористостью 50–71% (правая панель).

следовать одному из определений, где извилистостью называется отношение средней длины пролета к среднему вертикальному смещению в направлении диффузии между последовательными столкновениями  $\tau = MFP/\Delta$ .

На рис. 6 мы представили результаты, полученные для модельных слоев, имеющих различную структуру и пористость. Показаны результаты для монодисперсных и бидисперсных слоев, а также для слоев с полостями. Хорошо видно, что во всех случаях значение извилистости очень близко к двум. Такое значение было получено в (Markin, 1965), где рассматривалась модель цилиндрических пор с изотропным распределением их ориентации в пространстве. Следует отметить, что во многих экспериментах наблюдалась зависимость извилистости от проницаемости. Теоретические модели, включающие такую зависимость, разрабатывались неоднократно. Обзор таких результатов можно найти в (Boudreau, 1996). Моделирование показало, что в рассмотренных случаях можно не учитывать изменения извилистости с изменением пористости. Таким образом, для наших модельных слоев учет извилистости в приближении цилиндрических капилляров сводится к умножению на константу.

## КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫЛЕТЕВШИХ МОЛЕКУЛ

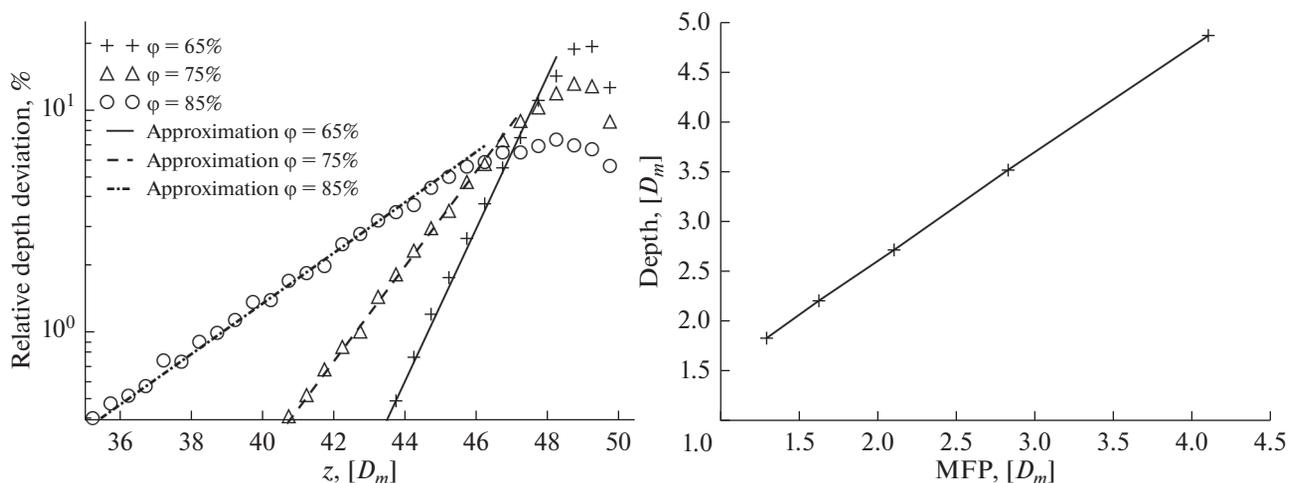
Проведенные компьютерные эксперименты позволяют рассмотреть еще один эффект, который имеет значение для анализа внутренней комы. В работе (Skorov и Rickman, 1995) мы отмечали, что эффективная температура газа, прошедшего через нагретый солнечным излучением пористый пылевой слой, может существенно отличаться от температуры сублимирующего льда. Это означает, что абсолютное значение скорости молекул газа может быть намного выше. Также в модели прямых цилиндрических капилляров было показано, что и угловое распределение вылетевших молекул может заметно отличаться от классического полу-Максвелловского распределения. В цитируемой работе эти эффекты рассматривались с точки зрения их влияния на реактивную силу и возникающие негравитационные силы, действующие на ядро. Анализ наблюдений Розетты дал новый импульс изучению этих эффектов. Прежде всего, они могут иметь значение для интерпретации наблюдений, сделанных инструментом MIRO (Marschall и др., 2019). Ниже мы рассмотрим, как изменяются распределение абсолютного значения скорости и ее угловое распределение для наших моделей случайных пористых сред и сравним со значениями, полученными в рамках капиллярной модели.



**Рис. 6.** Извилистость  $\tau$ , рассчитанная для разных типов слоев в зависимости от средней пористости. Показаны результаты для: а) однородных монодисперсных слоев (Monodisperse), б) неоднородных слоев с полостями (Caves), в) неоднородных слоев со щелями, имеющими 4 или 16 щелей (Slits 4 и Slits 16, соответственно).

Строго говоря, для получения аккуратной оценки значений температуры вылетевших молекул следует более детально описать акт элементарного столкновения молекулы и пылинки. Например, это предполагает введение в рассмотрение коэффициента тепловой аккомодации при столкновении. В данном исследовании, стараясь сохранить максимально возможную простоту модели, мы предполагаем, что имеет место диффузное рассеяние с полной тепловой аккомодацией, т.е. тепловая скорость пылинки после столкновения полностью определяется температурой пылинки в точке столкновения. В этом случае мы получаем максимальный нагрев газа более горячим пылевым слоем, т.е. полученный результат – это оценка сверху. Очевидно, что в таком приближении распределение абсолютного значения скорости вылетевших молекул сводится к определению распределения глубины последнего столкновения в слое перед вылетом тестовой частицы.

Относительная доля вылетевших из слоя частиц как функция вертикальной координаты последнего рассеяния показаны на рис. 7. Для оценки этой характеристики мы разбивали весь слой на подслои толщиной, равной радиусу меньшей сферы  $D_m/2$ . Положение слоя (можно говорить о номере слоя) полностью задается расстоянием до его верхней границы, выраженным в диаметрах малой сферы. После этого подсчитывалось (в процентах), какая часть вылетевших тестовых частиц имела последнее столкновение до вылета в данном подслое. Результаты пред-



**Рис. 7.** Относительная доля частиц, покинувших слой, как функция вертикальной координаты (левая панель). Верхняя граница слоя находится на высоте 50 диаметров мономеров. Показаны результаты для монодисперсных однородных слоев с пористостью 65, 75, 85%. Линиями показаны результаты экспоненциальной аппроксимации, построенной для глубин более 1 средней длины пробега частиц в слое. На правой панели для однородных монодисперсных слоев показана эффективная глубина вылета частиц как функция средней длины пролета в слое MFP, измеренной в диаметрах частицы. Эффективная глубина определялась как показатель в выражении для экспоненциальной аппроксимации, приведенной на левой панели.

ставлены для однородных слоев имеющих различную пористость (степень заполнения отличается более чем в два раза). Хорошо видно, что для всех рассмотренных случаев относительная доля вылетевших частиц сначала возрастает по мере приближения к верхней границе слоя, а затем падает вблизи верхней границы слоя. Это падение, очевидно, связано с тем обстоятельством, что распределение точек столкновений по поверхности рассеивающей частицы (т.е. сферы) становится все более асимметричным (верхняя/нижняя полусферы) по мере приближения к верхней грани нашего слоя. Для восходящей (растущей) части функции распределения удовлетворительной является экспоненциальная аппроксимация: соответствующие результаты показаны линиями (см. вкладку на левой панели).

Используя экспоненциальный вид аппроксимации, мы можем говорить об “эффективной” глубине вылета, как о глубине, на которой число вылетевших частиц уменьшается в  $e$  раз. Как можно было предположить, эта характеристика возрастает линейно с увеличением среднего размера поры, который мы описываем средним значением длины пролета MFP (правая панель рис. 7). Поскольку в нашей модели MFP пропорциональна отношению пористости к фактору заполнения  $\sim \phi / (1 - \phi)$ , это означает, что зная пористость слоя, мы можем легко оценить толщину подслоя, из которого вылетает две третьих всех молекул. Если учесть, что в дневное время температура поверхности может нагреваться до температуры, значительно превышающей температуру сублимирующего льда (Skogov и др., 2017), то вклад этих

молекул возрастает еще более и становится определяющим в температуру газа, прошедшего через неизотермический пористый слой. Для получения количественных оценок необходимо сделать дополнительные предположения о распределении температуры в пылевом слое. Как было показано в (Skogov и Rickman, 1995), можно считать, что тепловой поток, связанный с движением газа, очень мал, и время диффузии много меньше времени, при котором распределение температуры изменяется существенно. В этом приближении можно считать, что температура в пылевом слое линейная функция глубины. Таким образом, задавая значения граничных температур, мы получим весовое распределение температуры вылетевших молекул и среднее значение температуры. Систематические расчеты показывают (Skogov и др., 2017), что разница между температурой поверхности и температурой ледяного фронта может достигать  $100^\circ - 200^\circ$  при толщине слоя менее одного сантиметра. Результаты расчетов, проведенных для слоев различной толщины и пористости, приведены в табл. 2. Считалось, что температура сублимирующего водяного льда равна 200 К, а температура поверхности – 300 К. В первом столбце приведено название слоя, содержащее значение пористости, во втором столбце – соответствующее значение средней длины пролета MFP. В следующих столбцах приведены пары толщина слоя и средняя температура газа для трех значений толщины. Также показаны соответствующие значения “эффективной глубины” для каждой толщины слоя. Как видно из таблицы, уменьшение толщины слоя (что соответствует в

**Таблица 2.** Температура газа, выходящего из неизотермического слоя

Слой	MFP, $D_m$	$T$ , К ( $L = 50$ )	$Z_{eff}$ , $D_m$ ( $L = 50$ )	$T$ , К ( $L = 25$ )	$Z_{eff}$ , $D_m$ ( $L = 25$ )	$T$ , К ( $L = 12$ )	$Z_{eff}$ , $D_m$ ( $L = 12$ )
Однородный, $\phi = 0.65$	1.30	296.3	1.84	292.7	1.84	284.7	1.84
Однородный, $\phi = 0.70$	1.63	295.6	2.21	291.2	2.21	281.6	2.21
Однородный, $\phi = 0.75$	2.11	294.6	2.71	289.1	2.71	277.4	2.71
Однородный, $\phi = 0.80$	2.83	293.0	3.52	285.9	3.52	271.1	3.47
Однородный, $\phi = 0.85$	4.11	290.3	4.86	280.6	4.85	261.5	4.62

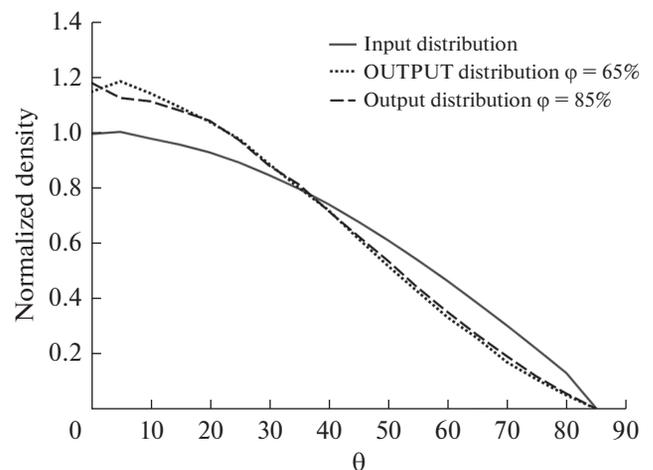
рассматриваемых случаях увеличению градиента температуры) приводит к линейному изменению отклонения температуры газа. Эффективная глубина “формирования температуры газа” для слоев, безразмерная толщина которых больше трех, изменяется очень незначительно. Из рассмотренных случаев только в пористом слое, обладающем наибольшей пористостью 85% и толщиной в 12 размеров частиц, мы замечаем уменьшение  $Z_{eff}$  на 5%. Это связано с малой безразмерной толщиной слоя: отношение толщины слоя к средней длине пролета ( $L/MFP$ ) меньше трех.

Проведенные расчеты показывают, что температура вылетевших молекул изменяется в зависимости от нескольких модельных параметров (разница температур, толщина слоя, пористость). Таким образом, анализ тех наблюдений, где эта характеристика важна, требует совместного использования результатов тепловой модели и моделирования транспортных характеристик слоя.

Кроме температуры для описания вылетевших молекул имеет значение их угловое распределение. В силу симметрии задачи это распределение можно характеризовать одним углом между направлением вектора скорости молекулы и нормалью к поверхности. Для прямого цилиндрического капилляра такое исследование было выполнено в (Skofov и Rickman, 1995). Было показано, что из-за цилиндрической формы капилляра происходит “фокусировка” углового распределения: скорость вылетевших молекул в большей степени направлена по нормали к поверхности, и среднее значение угла уменьшается по мере увеличения длины капилляра. На рис. 8 показаны распределения угла вылетевших молекул по отношению к нормали к границе слоя. Начальное распределение углов для входящих тестовых частиц, соответствующее полу-Максвелловскому распределению, показано сплошной линией. Результаты, полученные для монодисперсных слоев с пористостью 65 и 85%, показаны точечной и штрихпунктирной линиями, соответственно.

Для того чтобы проверить влияние модели рассеяния на результат, мы провели аналогичное моделирование для слоя с зеркальным рассеянием. Полученные результаты отличаются очень не-

значительно во всем диапазоне углов. Видно, что, как и в случае цилиндрического капилляра, имеет место незначительная коллимация углового распределения: при сохранении общего вида распределения среднее значение угла меньше 45%. Величина среднего угла не изменяется заметно при изменении степени заполнения более чем в два раза. Для всех рассмотренных случаев это значение равно примерно 40°. Напомним, что для цилиндрического длинного капилляра это значение составляет около 37°, что, видимо, может рассматриваться как нижний предел для этой величины. Эти изменения соответствуют относительным изменениям косинуса угла примерно на 10%. Мы делаем вывод, что изменение абсолютной скорости при прохождении неизотермического слоя имеет намного большее значение, чем изменение углового распределения молекул (как при диффузном, так и при зеркальном рассеянии).



**Рис. 8.** Распределение угла вектора скорости тестовых частиц по отношению к внешней нормали к границе слоя. Сплошная линия — начальное распределение скорости тестовых частиц на нижнем основании, что соответствует полу-Максвелловскому распределению. Пунктирная и точечная линии — распределения направления вектора скорости частиц, вылетевших из однородных слоев с пористостью 85 и 65%, соответственно.

**Таблица 3.** Аппроксимация первых пролетов формулой  $a \times \exp(-bz)$

Слой	$a$	$b$
Однородный, $\varphi = 0.65$	0.01130	0.885
Однородный, $\varphi = 0.70$	0.00878	0.691
Однородный, $\varphi = 0.75$	0.00707	0.542
Однородный, $\varphi = 0.80$	0.00542	0.410
Однородный, $\varphi = 0.85$	0.00387	0.291

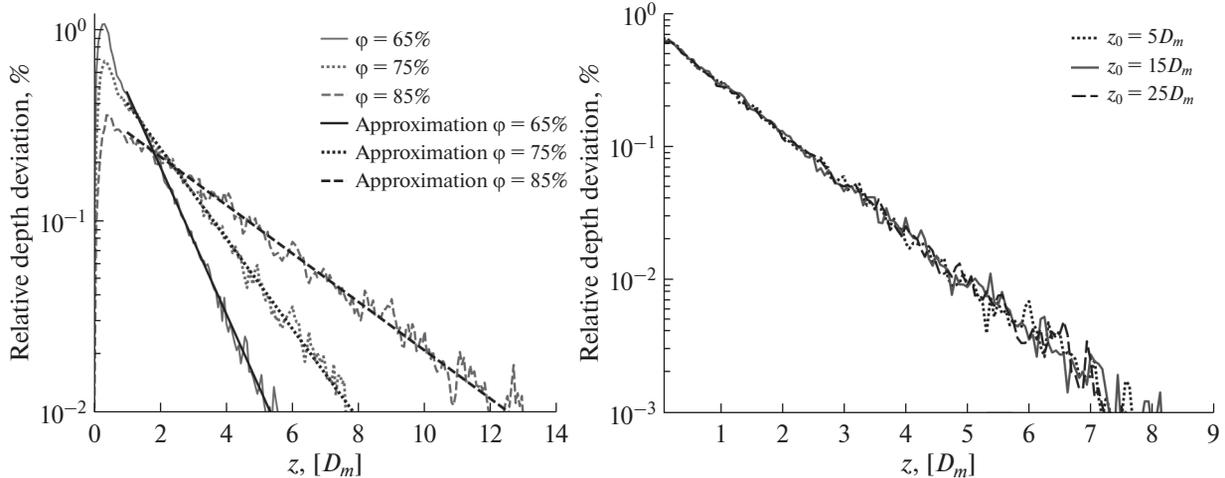
### ОСЛАБЛЕНИЕ ПРЯМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩЕМ СЛОЕ

В заключительной части нашего исследования мы рассмотрим еще один важный с прикладной точки зрения вопрос, непосредственно относящийся к моделированию процессов переноса энергии в пористом поверхностном слое. Как было отмечено выше, мы имеем убедительные доказательства того, что как поверхностный слой, так и все кометное ядро в целом обладают очень высокой пористостью. Для кометы Чурюмова–Герасименко пористость превышает 60%. Очевидно, что даже в простейшем случае, который и будет подробно рассмотрен ниже (когда считается, что прямое солнечное излучение лишь поглощается средой), солнечная энергия проникает на некоторую глубину, т.е. имеет место объемное поглощение энергии, а не поверхностное. Впервые эта проблема в кометных исследованиях была количественно рассмотрена в (Davidsson и Skorov, 2002). В этой работе мы подробно анализировали оптические характеристики частиц, которые образовывали пористый поверхностный слой. Мы предполагали, что значительную часть этих частиц составляет водяной лед. Были рассмотрены различные модели, описывающие структуру пыле-ледяных частиц. Затем решалось уравнение переноса излучения, и находился профиль ослабления интенсивности входящей радиации. Заметим, что использование классического уравнения переноса для моделирования излучения в плотно упакованной пористой среде в общем случае является необоснованным упрощением. В качестве работы, где данная проблема рассмотрена гораздо более аккуратно, мы адресуем читателя к недавней публикации (Markkanen и Agarwal, 2019). Davidsson и Skorov (2002) рассматривали однородную пористую среду, содержащую смесь пыли и льда, т.е. не предполагалось существование на поверхности пылевой мантии. Тем не менее основной эффект, отмеченный в этой работе, это эффект немонотонного поведения температуры в облучаемом слое и достижении максимальной температуры не на поверхности, а на некоторой глубине внутри слоя, которая зависит от пористости и размера образующих частиц. Этот эффект был подтвержден в лабораторных экспериментах

(Kaufmann и др., 2006; Kaufmann и Hagermann, 2017). Предсказанное в работе немонотонное поведение температуры может оказывать влияние на расчет яркостной температуры, который необходим для анализа наблюдений инструментов VIRTIS и MIRO (см. например, анализ, выполненный в Macher и др., 2019). Кроме того, такое распределение температуры может заметно изменять количество энергии, поставяемой к фронту сублимации льда, а значит, изменять темп сублимации и, наконец, наблюдаемое газопроизводство.

В данной работе мы рассмотрим случай, когда солнечное излучение поглощается в поверхностном пылевом пористом слое. Частицы имеют размер ( $>10$  мкм) много больше, чем длины волн в видимом диапазоне. Кроме того, частицы только поглощают излучение, излучая лишь в тепловом диапазоне. Это тепловое излучение в данной работе не рассматривается. Наша задача заключается в: 1) моделировании ослабления прямого излучения методом пробных частиц и 2) оценке коэффициента ослабления, предполагая, что ослабление интенсивности можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью. С учетом сделанных допущений, первая задача решается в приближении геометрической оптики, а вторая – в предположении выполнения закона Бугера–Ламберта–Бера.

Нами были проведены систематические расчеты для модельных монодисперсных слоев и неоднородных слоев, содержащих полости. На нижней границе слоя случайным образом задавались начальные координаты тестовой частицы. Все частицы двигались вертикально вверх, поскольку в данном случае они используются для представления плоскопараллельного пучка солнечного излучения. Определялись координаты первого столкновения с пылевыми частицами. Как описано выше, предполагается, что рассматривается идеально поглощающая среда. После этого процедура повторялась для следующей тестовой частицы. В результате многократного повторения мы получаем функцию распределения длин первого пролета. Результаты расчетов для однородных монодисперсных слоев различной пористости приведены на рис. 9 (левая панель). На этом же рисунке приведены аппроксимационные кривые, коэффициенты которых приведены в табл. 3. Вид аппроксимационных функций соответствует закону Бугера–Ламберта–Бера. Хорошо видно, что по мере увеличения пористости (т.е. уменьшения степени заполнения) излучение эффективнее проникает в более глубокие области. Так при характерных кометных значениях пористости остается около 30% прямого солнечного излучения на глубине в 3–4 размера пылевой частицы, а полная толщина поглощающего слоя составляет около 10 размеров пылинок.

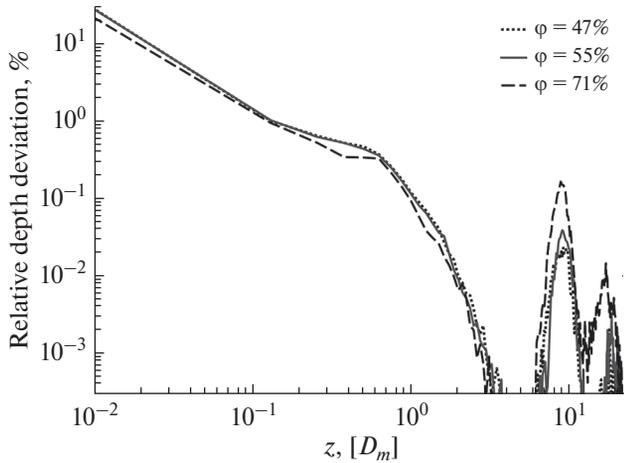


**Рис. 9.** Относительная интенсивность нормально падающего потока частиц для случаев монодисперсных однородных слоев с пористостью 65, 75 и 85% (левая панель). Линиями показаны экспоненциальные аппроксимации, построенные для глубин больших одного диаметра мономера. На правой панели показаны результаты аналогичных расчетов, выполненные для моделей, в которых начальные координаты тестовых частиц задавались на контрольной плоскости, которая находилась внутри слоя на глубинах 5, 15 и 25 диаметров мономера (см. вкладку).

При анализе полученных результатов важно отметить следующее обстоятельство. Как было сказано выше, в стандартной модели координаты всех тестовых частиц задавались на плоскости, которая служит искусственной нижней границей для всех рассматриваемых слоев ( $z = 0$ ). Из алгоритма генерации слоев следует, что все пылевые частицы самого нижнего слоя всегда лежат на этой плоскости. То есть, строго говоря, пористость тонкого под-слоя над этой граничной плоскостью стремится к 1, если толщина этого подслоя стремится к 0. Таким образом, в наших моделях пористость слоев вблизи нижней границы неоднородна. Именно этот искусственный эффект приводит к немонотонному поведению распределения длин первого пролета вблизи нижней границы (см. левую панель рис. 9). Поэтому простая экспоненциальная аппроксимация хорошо работает, начиная примерно с глубины в один размер пылинки. С другой стороны, само предположение о плоской границе пылевого слоя, безусловно, является идеализацией. Граница реальных слоев всегда сложная негладкая поверхность. Тем не менее для практического использования функции объемного поглощения излучения в одномерных моделях теплопереноса (что является нашей конечной целью) мы не можем избежать этого упрощения. Для того чтобы получить зависимость интенсивности от глубины в приграничной области, мы выполнили ряд вычислений в которых плоскость, на которой задавались начальные координаты тестовых частиц, помещалась внутри модельного слоя, где отсутствуют заметные краевые неоднородности. В этих случаях, для части тестовых частиц их начальные

координаты попадали внутрь областей уже занятых пылевыми частицами (поскольку контрольная плоскость пересекала эти сферы). В этом случае мы считали, что длина первого пролета равна 0 (что соответствует поглощению на поверхности). Для остальных тестовых частиц выполнялась стандартная процедура. Изменяя положение контрольной поверхности внутри слоя, мы добились случайного распределения относительного положения мономеров (а значит, и соответствующих их сечений контрольной плоскостью). Таким образом, мы получили некоторое усредненное распределение длин первого пролета для слоя с однородным распределением плотности, что подразумевается в законе Бугера—Ламберта—Бера. Полученные результаты для пористости слоя 65% показаны на рис. 9 (правая панель). Как и ожидалось, для граничной подобласти усредненное распределение становится монотонным. Подобное моделирование было выполнено для всех других монодисперсных слоев различной пористости. Расчеты показали, что разброс значений показателя экспоненты в аппроксимационной формуле (см. табл. 3), полученной таким образом, не превышает 2%.

На следующем шаге были получены оценки распределения глубины первого столкновения для неоднородных слоев, содержащих полости. Естественно предположить, что присутствие вблизи границы слоя полостей, объем которых примерно в тысячу раз превосходит объем сферического мономера, должно заметно сказаться на распределении длин первого пролета. Результаты, показанные на рис. 10, полностью подтверждают это предположение. Для того чтобы отчетливее



**Рис. 10.** Распределение проникновения нормально падающего потока частиц в монодисперсные неоднородные слои с полостями и пористостью 47, 55 и 71%.

проявить роль больших полостей мы несколько изменили условия вычислительного эксперимента. Как было описано выше, бимодальные слои создавались методом гравитационного осаждения частиц, которые первоначально были распределены в большем объеме. Это приводит к тому, что крупные частицы (удаляя которые, мы получаем полости) находятся на некотором ненулевом расстоянии от нижней грани моделируемой области. В данном случае мы задавали начальные положения тестовых частиц на плоскости, поднятой над нижней гранью на один размер мономера. Хорошо видно, что в проведенном эксперименте в распределении длин первого пролета проявляется второй пик, соответствующий пролетам через полость. Очевидно, что по мере снижения пористости образца часть частиц, пролетевших через полость, снижается. Совсем незначительная часть тестовых частиц (доля процента) пролетает до первого столкновения на глубину в несколько размеров полости. Эти частицы не вносят заметный вклад в перенос излучения, и мы их не будем учитывать. В рассматриваемых моделях доля частиц, испытавших первое столкновение на глубине  $z$ , характеризует долю солнечного излучения, проникшего на эту глубину. Поскольку рассматриваемый образец неоднородный по структуре, то и распределение поглощенной энергии как функции глубины тоже неоднородное. Таким образом, используя данный подход, мы получаем возможность оценки влияния полостей на функцию объемного поглощения прямого солнечного излучения в неоднородной пористой среде.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Газовая активность является основополагающей характеристикой комет. Именно изучение

газопроизводства находилось и находится сейчас в центре внимания кометной физики. Последние результаты наблюдений и теоретический анализ убедительно показали, что имеющиеся модели тепло-массопереноса в приповерхностном слое кометного ядра не являются достаточными и требуют существенного развития. Сейчас мы определенно знаем, что газовая активность комет вызывается сублимацией льдов, которые находятся вблизи поверхности ядра и покрыты нелетучим пористым слоем. Параметры этого слоя (пористость, толщина, размер слагающих его частиц и другие) влияют на перенос энергии и продуктов сублимации, определяя эффективное газопроизводство. Поэтому изучение транспортных характеристик пористого приповерхностного слоя является актуальной задачей.

В данной работе рассмотрены типы модельных пористых слоев, сконструированных с использованием различных методов построения. Мы проанализировали как однородные, так и неоднородные по структуре слои, состоящие из непересекающихся сфер и упакованные случайным образом. Впервые в кометной физике сделана попытка рассмотреть роль полостей и микротрещин: такие неоднородности, скорее всего, типичны для приповерхностного слоя кометного ядра (Groussin и др., 2019; El-Maary и др., 2019). Рассматривая свободно молекулярное течение газа в порах и используя метод тестовых частиц, было выполнено систематическое компьютерное моделирование переноса продуктов сублимации в слое. В данной работе мы преследовали следующие цели.

1. Разработать модели различных слоев, обладающих пористостью в диапазоне значений, полученных в наблюдениях кометы 67P/Чурюмова–Герасименко. Представить описание пористой среды, основанное на методах баллистического осаждения, гравитационного осаждения и случайной последовательной упаковки.

2. На основе статистического моделирования получить количественные оценки основных транспортных характеристик, таких как: распределение длин пролетов между столкновениями в слое, извилистость слоя и его проницаемость для газового течения. Рассмотреть изменение кинетической функции распределения молекул, вылетевших из неизотермического пористого слоя. Проанализировали объемное поглощение солнечного света в поглощающем слое.

3. Для основных рассмотренных зависимостей получить простые аппроксимационные формулы, позволяющие включить рассматриваемые эффекты в согласованные модели тепло-массопереноса в кометном ядре. Последний пункт является самым важным и задает практическое направление нашему исследованию. Дело в том, что

статистическое моделирование является весьма время затратным способом анализа. Поскольку мы не знаем точные свойства приповерхностного слоя, на первый план выходит возможность компьютерного анализа большого числа реализаций модели газового течения. Нами были рассмотрены десятки вариантов, отличающихся набором модельных параметров. Прежде всего, мы оценивали роль того или иного модельного параметра (например, как пористость влияет на проницаемость) и после этого получали удовлетворительные аппроксимационные зависимости, принимая во внимание наблюдательную неопределенность в нашем знании.

Нами показано, что для всех рассмотренных слоев средняя длина пролета с достаточной точностью связана с пористостью слоя известным теоретическим соотношением (Dullien, 1991) даже в случае значительных структурных неоднородностей. Это позволяет использовать эту характеристику в качестве “среднего размера пор” и строить общие зависимости для проницаемости, включающие только два параметра: толщину слоя и средний размер пор. Анализ показал, что присутствие структурных неоднородностей (например, полостей) приводит к небольшим изменениям в поведении проницаемости как функции прежде всего толщины слоя.

В случае прохождения газа через неизотермический слой средняя температура вылетевших молекул существенно превышает температуру сублимирующего льда. Зона, в которой главным образом формируется распределение температуры газа, зависит от пористости слоя и составляет 3–4 размера частиц. Очевидно, что средняя температура зависит от градиента температуры, т.е. ее количественная оценка должна быть получена в рамках решения согласованной модели тепло-массопереноса. В то же время угловое распределение вылетевших молекул изменяется незначительно по сравнению с начальным полу-Максвелловским распределением, задаваемым на фронте сублимации. Средние значения угла, отсчитываемого от нормали к поверхности, примерно равно  $40^\circ$ .

В простейшей модели поглощающей среды были получены оценки характерной глубины ослабления прямого солнечного излучения. Для однородных слоев, как и следовало ожидать, эта характеристика связана со средним размером пор. При этом общий ход зависимости хорошо описывается законом Бугера–Ламберта–Бера. Для значений пористости, характерных для поверхности комет, заметная доля излучения проникает на глубину в несколько средних размеров пор. Этот результат четко показывает, что для анализа наблюдений таких инструментов как

MIRO и VIRTIS следует использовать модель объемного поглощения излучения в слое.

Полученные результаты создают основу для дальнейшего развития согласованных моделей тепло-массопереноса в приповерхностном слое кометного ядра. Такие модели необходимы как для анализа свойств поверхности, так и для лучшего понимания глобального поведения газопроизводительности с изменением гелиоцентрического расстояния. Эти исследования будут продолжены в следующих работах.

В. Решетник был поддержан грантом Министерства образования и науки Украины 20БФ051-02 [0120U102178] “Волновые процессы и эффекты в активных резонансных слоистых плазменных средах и метаматериалах”. Л. Резак был поддержан проектом DFG-392267849.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bentley M.S., Torkar K., Jeszenszky H., Romstedt J., Schmier R., Mannel T.* Cometary dust at the nanometre scale – the MIDAS view after perihelion // European Planetary Science Congress 2015, held 27 September–2 October, 2015 in Nantes, France, id. EPSC2015-441.
- Bhatia S.K.* Capillary network models for transport in packed beds: consideration of pore aspect ratio // *Chemical Engineering Communications*. 1996. V. 154. P. 183–202.
- Bird G.A.* *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. 2nd edition. Oxford Univ. Press, 1994. 484 p. ISBN-13: 978-0198561958
- Blum J., Schräpler R.* Structure and Mechanical Properties of High-Porosity Macroscopic Agglomerates Formed by Random Ballistic Deposition // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 115503.1–115503.4.
- Blum J., Gundlach B., Krause M., Fulle M., Johansen A., Agarwal J., von Borstel I. et al.* Evidence for the formation of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko through gravitational collapse of a bound clump of pebbles // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. S755.
- Boudreau B.P.* The diffusive tortuosity of fine-grained unlithified sediments // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1996. V. 60. P. 3139–3142.
- Carman P.C.* *Flow of gases through porous media*. London: Butterworths, 1956.
- Choukroun M., Keihm S., Schloerb F.-P., Gulkis S., Lellouch E., Leyrat C., von Allmen P. et al.* Dark side of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko in Aug.-Oct. 2014. MIRO/Rosetta continuum observations of polar night in the southern regions // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A28.
- Clausing P.* Über die Strömung sehr verdünnter Gase durch Röhren von beliebiger Länge // *Ann. Phys. Ser. 5*. 1932. V. 12. P. 961-989.
- Della Corte V., Rotundi A., Fulle M., Gruen E., Weissman P., Sordini R., Ferrari M., Ivanovski S., Lucarelli F., Accolla M., Zakharov V., Mazzotta Epifani E., Lopez-Moreno J.J., Rodriguez J., Colangeli L., Palumbo P., Bussoletti E.,*

- Crifo J.F., Esposito F., Green S.F., Lamy P.L., McDonnell J.A.M., Mennella V., Molina A., Morales R., Moreno F., Ortiz J.L., Palomba E., Perrin J.M., Rietmeijer F.J.M., Rodrigo R., Zarnecki J.C., Cosi M., Giovane F., Gustafson B., Herranz M.L., Jeronimo J.M., Leese M.R., Lopez-Jimenez A.C., Altobelli N. GIADA: shining a light on the monitoring of the comet dust production from the nucleus of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. article id. A13, 10 pp. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526208>
- Davidsson B.J.R., Skorov Y.V. On the Light-Absorbing Surface Layer of Cometary Nuclei. I. Radiative Transfer // *Icarus.* 2002. V. 156. P. 223–248.
- Davidsson B.J.R., Skorov Y.V. On the Light-Absorbing Surface Layer of Cometary Nuclei. II. Thermal Modeling // *Icarus.* 2002. V. 159. P. 239–258.
- Davidsson B.J.R., Skorov Y.V. A practical tool for simulating the presence of gas comae in thermophysical modeling of cometary nuclei // *Icarus.* 2004. V. 168. P. 163–185.
- Dullien F.A. Porous Media, Fluid Transport and Pore Structure. N.-Y.: Academic Press, 1991.
- El-Maarry M.R., Groussin O., Keller H.-U., Thomas N., Vincent J.-B., Mottola S., Pajola M. et al. Surface Morphology of Comets and Associated Evolutionary Processes: A Review of Rosetta's Observations of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. P. 36.
- Enzian A., Cabot H., Klinger J.A. 2 1/2 D thermodynamic model of cometary nuclei. I. Application to the activity of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1 // *Astron. and Astrophys.* 1997. V. 319. P. 995–1006.
- Fanale F.P., Salvail J.R. An idealized short-period comet model – Surface insolation, H<sub>2</sub>O flux, dust flux, and mantle evolution // *Icarus.* 1984. V. 60. P. 476–511.
- Fornasier S., Hasselmann P.H., Barucci M.A., Feller C., Besse S., Leyrat C., Lara L., и др. Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A30.
- Fornasier S., Hoang V.H., Hasselmann P.H., Feller C., Barucci M.A., Dshapriya J.D.P., Sierks H. et al. Linking surface morphology, composition, and activity on the nucleus of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 630. A7.
- Fulle M., Della Corte V., Rotundi A., Weissman P., Juhasz A., Szego K., Sordini R., Ferrari M., Ivanovski S., Lucarelli F., Accolla M., Merouane S., Zakharov V., Mazzotta Epifani E., López-Moreno J.J., Rodríguez J., Colangeli L., Palumbo P., Grün E., Hilchenbach M., Bussoletti E., Esposito F., Green S.F., Lamy P.L., McDonnell J.A.M., Mennella V., Molina A., Morales R., Moreno F., Ortiz J.L., Palomba E., Rodrigo R., Zarnecki J.C., Cosi M., Giovane F., Gustafson B., Herranz M.L., Jeronimo J.M., Leese M.R., López-Jiménez A.C., Altobelli N. Density and charge of pristine fluffy particles from comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astrophys. J. Lett.* 2015. V. 802. № 1. article id. L12, 5 p. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/802/1/L12>
- Fulle M., Marzari F., Della Corte V., Fornasier S., Sierks H., Rotundi A., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H. U., López-Moreno J.J., Accolla M., Agarwal J., A'Hearn M.F., Altobelli N., Barucci M.A., Bertaux J.-L., Bertini I., Bodewits D., Bussoletti E., Colangeli L., Cosi M., Cremonese G., Crifo J.-F., Da Deppo V., Davidsson B., Debei S., De Cecco M., Esposito F., Ferrari M., Giovane F., Gustafson B., Green S.F., Groussin O., Grün E., Gutierrez P., Güttler C., Herranz M.L., Hviid S.F., Ip W., Ivanovski S.L., Jeronimo J.M., Jorda L., Knollenberg J., Kramm R., Kührt E., Küppers M., Lara L., Lazzarin M., Leese M. R., López-Jiménez A.C., Lucarelli F., Mazzotta Epifani E., McDonnell J.A.M., Mennella V., Molina A., Morales R., Moreno F., Mottola S., Naletto G., Oklay N., Ortiz J.L., Palomba E., Palumbo P., Perrin J.-M., Rietmeijer F.J.M., Rodríguez J., Sordini R., Thomas N., Tubiana C., Vincent J.-B., Weissman P., Wenzel K.-P., Zakharov V., Zarnecki J.C. Evolution of the dust size distribution of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from 2.2 au to perihelion // *Astrophys. J.* 2016. V. 821. № 1. article id. 19, 14 pp. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/19>
- Hilchenbach M., Kissel J., Langevin Y., Briois C., von Hoerner H., Koch A., Schulz R., Silén J., Altwegg K., Colangeli L., Cottin H., Engrand C., Fischer H., Glasmachers A., Grün E., Haerendel G., Henkel H., Höfner H., Hornung K., Jessberger E.K., Lehto H., Lehto K., Raulin F., Le Roy L., Rynö J., Steiger W., Stephan T., Thirkell L., Thomas R., Torkar K., Varmuza K., Wanczek K.-P., Altobelli N., Baklouti D., Bardyn A., Fray N., Krüger H., Ligier N., Lin Z., Martin P., Merouane S., Orthous-Daunay F.R., Paquette J., Revillet C., Siljeström S., Stenzel O., Zaprudin B. Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Close-up on Dust Particle Fragments // *Astrophys. J. Lett.* 2016. V. 816. № 2. article id. L32, 6 pp. <https://doi.org/10.3847/2041-8205/816/2/L32>
- Groussin O., Attree N., Brouet Y., Ciarletti V., Davidsson B., Filacchione G., Fischer H.-H. et al. The Thermal, Mechanical, Structural, and Dielectric Properties of Cometary Nuclei After Rosetta // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. P. 29.
- Grün E., Gebhard J., Bar-Nun A., Benkhoff J., Dueren H., Eich G., Hische R., Huebner W.F., Keller H.U., Klees G. Development of a dust mantle on the surface of an insolated ice-dust mixture – Results from the KOSI-9 experiment // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 15,091–15,104.
- Gulkis S., Allen M., von Allmen P., Beaudin G., Biver N., Bockelée-Morvan D., Choukroun M., Crovisier J., Davidsson B.J.R., Encrenaz P., Encrenaz T., Frerking M., Hartogh P., Hofstadter M., Ip W.-H., Janssen M., Jarchow C., Keilm S., Lee S., Lellouch E.I., Leyrat C., Rezac L., Schloerb F.P., Spilker T. Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Science.* 2015. V. 347. № 6220. article id. aaa0709. <https://doi.org/10.1126/science.aaa0709>
- Gundlach B., Skorov Y.V., Blum J. Outgassing of icy bodies in the Solar System – I. The sublimation of hexagonal water ice through dust layers // *Icarus.* 2011. V. 213. P. 710.

- Heat and Gas Diffusion in Comet Nuclei*. 2006. Huebner W.F., Benkhoff J., Capria M.-T., Coradini A., De Sanctis C., Orosei R., Prialnik D. (Eds.).
- Kaufmann E., Kömle N.I., Kargl G.* Laboratory simulation experiments on the solid-state greenhouse effect in planetary ices // *Icarus*. 2006. V. 185. P. 274.
- Kaufmann E., Hagermann A.* Experimental investigation of insolation-driven dust ejection from Mars' CO<sub>2</sub> ice caps // *Icarus*. 2017. V. 282. P. 118.
- Keller H.U., Arpigny C., Barbieri C., Bonnet R.M., Cazes S., Coradini M., Cosmovici C.B., Delamere W.A., Huebner W.F., Hughes D.W., Jamar C., Malaise D., Reitsema H.J., Schmidt H.U., Schmidt W.K.H., Seige P., Whipple F.L., Wilhelm K.* First Halley multicolour camera imaging results from Giotto // *Nature*. 1986. V. 321. P. 320–326.
- Kloss C., Goniva C., Hager A., Amberger S., Pirker S.* Models, algorithms and validation for opensource DEM and CFD–DEM. *Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal*. 2012. V. 12(2–3). P. 140–152.
- Knudsen M.* Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren // *Ann. Phys.* 1909. V. 333. 75–130.  
<https://doi.org/10.1002/andp.19093330106>
- Kossacki K.J., Spohn T., Hagermann A., Kaufmann E., Kührt E.* Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Hardening of the sub-surface layer // *Icarus*. 2015. V. 260. P. 464.
- Kömle N.I., Steiner G.* Temperature evolution of porous ice samples covered by a dust mantle // *Icarus*. 1992. V. 96. P. 204–212.
- Kömle N.I., Steiner G., Dankert C., Dettleff G., Hellmann H., Kochan H., Baguhl M., Kohl H., Kölzer G., Thiel K., Öhler A.* Ice sublimation below artificial crusts: Results from comet simulation experiments // *Planet. and Space Sci.* 1991. V. 39. P. 515–524.
- Langevin Y., Hilchenbach M., Ligier N., Merouane S., Hornung K., Engrand C., Schulz R., Kissel J., Rynö J., Eng P.* Typology of dust particles collected by the COSIMA mass spectrometer in the inner coma of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Icarus*. 2016. V. 271. P. 76–97.
- Macher W., Kömle N.I., Skorov Y.V., Rezac L., Kargl G., Tiefenbacher P.* 3D thermal modeling of two selected regions on comet 67P and comparison with Rosetta/MIRO measurements // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 630. A12.
- Markin V.* Capillary equilibrium in porous media. *Communication 3. Characteristics of porous media* // *Izvestiya Akademii Nauk SSSR*. 1965. V. 11. P. 1967–1975.
- Markkanen J., Agarwal J.* Scattering, absorption, and thermal emission by large cometary dust particles: Synoptic numerical solution // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 631. P. A164.
- Marschall R., Rezac L., Kappel D., Su C.C., Gerig S.-B., Rubin M., Pinzón-Rodríguez O. and 25 colleagues.* A comparison of multiple Rosetta data sets and 3D model calculations of 67P/Churyumov-Gerasimenko coma around equinox (May 2015) // *Icarus*. 2019. V. 328. P. 104.
- Mekler Yu., Prialnik D., Podolak M.* Evaporation from a porous cometary nucleus // *Astrophys. J.* 1990. V. 356. P. 682–686.
- Mottola S., Attree N., Jorda L., Keller H.U., Kokotanekova R., Marshall D., Skorov Y.* Nongravitational Effects of Cometary Activity // *Space Sci. Rev.* 2020. V. 216. 2.
- Pätzold M., Andert T., Hahn M., Asmar S.W., Barriot J.-P., Bird M.K., Häusler B., Peter K., Tellmann S., Grün E., Weissman P.R., Sierks H., Jorda L., Gaskell R., Preusker F., Scholten F.* A homogeneous nucleus for comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from its gravity field // *Nature*. 2016. V. 530. № 7588. P. 63–65.
- Pätzold M., Andert T.P., Hahn M., Barriot J.-P., Asmar S.W., Häusler B., Bird M.K. et al.* The Nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko – Part I: The global view – nucleus mass, mass-loss, porosity, and implications // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 483. P. 2337.
- Rotundi A., Sierks H., Della Corte V., Fulle M., Gutierrez P.J., Lara L., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H.U., López-Moreno J.J., Accolla M., Agarwal J., A'Hearn M.F., Altobelli N., Angrilli F., Barucci M.A., Bertaux J.L., Bertini I., Bodewits D., Bussolletti E., Colangeli L., Cosi M., Cremonese G., Crifo J.-F., Da Deppo V., Davidsson B., Debei S., De Cecco M., Esposito F., Ferrari M., Fornasier S., Giovane F., Gustafson B., Green S.F., Groussin O., Grün E., Güttler C., Herranz M.L., Hviid Stubbe F., Ip W., Ivanovski S., Jerónimo J.M., Jorda L., Knollenberg J., Kramm R., Kührt E., Küppers M., Lazzarin M., Leese M.R., López-Jiménez A.C., Lucarelli F., Lowry S.C., Marzari F., Epifani E.M., McDonnell J.A.M., Mennella V., Michalik H., Molina A., Morales R., Moreno F., Mottola S., Naletto G., Oklay N., Ortiz J.L., Palomba E., Palumbo P., Perrin J.-M., Rodríguez J., Sabau L., Snodgrass C., Sordini R., Thomas N., Tubiana C., Vincent J.-B., Weissman P., Wenzel K.-P., Zakharov V., Zarnecki J.C.* Dust measurements in the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko inbound to the Sun // *Science*. 2015. V. 347. № 6220. article id. aaa3905, 6 pp.  
<https://doi.org/10.1126/science.aaa3905>
- Sagdeev R.Z., Blamont J., Galeev A.A., Moroz V.I., Shapiro V.D., Shevchenko V.I., Szegő K.* Vega spacecraft encounters with comet Halley // *Nature*. 1986. V. 321. P. 259–262.
- Schloerb F.P., Keihm S., von Allmen P., Choukroun M., Lelouch E., Leyrat C., Beaudin G., et al.* MIRO observations of subsurface temperatures of the nucleus of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A29.
- Schulz R., Hilchenbach M., Langevin Y., Kissel J., Silen J., Briois C., Engrand C., Hornung K., Baklouti D., Bardyn A., Cottin H., Fischer H., Fray N., Godard M., Lehto H., Le Roy L., Merouane S., Orthous-Daunay F.-R., Paquette J., Rynö J., Siljeström S., Stenzel O., Thirkell L., Varmuza K., Zaprudin B.* Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko sheds dust coat accumulated over the past four years // *Nature*. 2015. V. 518. P. 216–218.
- Skorov Y.V., Rickman H.* A kinetic model of gas flow in a porous cometary mantle // *Planet. and Space Sci.* 1995. V. 43. P. 1587–1594.

- Skorov Y.V., Kömle N.I., Markiewicz W.J., Keller H.U.* Mass and Energy Balance in the Near-Surface Layers of a Cometary Nucleus // *Icarus*. 1999. V. 140. P. 173–188.
- Skorov Y.V., Markiewicz W.J., Basilevsky A.T., Keller H.U.* Stability of water ice under a porous nonvolatile layer: Implications to the south polar layered deposits of Mars // *Planet. and Space Sci.* 2001. V. 49. P. 59.
- Skorov Y.V., van Lieshout R., Blum J., Keller H.U.* Activity of comets: Gas transport in the near-surface porous layers of a cometary nucleus // *Icarus*. 2011. V. 212. P. 867–876.
- Skorov Y.V., Rezac L., Hartogh P., Keller H.U.* Is near-surface ice the driver of dust activity on 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 600. P. A142.
- Spohn T., Knollenberg J., Ball A.J., Banaszekiewicz M., Benkhoff J., Grott M., Grygorczuk J., Hüttig C., Hagermann A., Kargl G., Kaufmann E., Kömle N., Kührt E., Kossacki K.J., Marczewski W., Pelivan I., Schrödter R., Seiferlin K.* Thermal and mechanical properties of the near-surface layers of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Science*. 2015. V. 349. № 6247. article id. aaa0464, 4 pp. <https://doi.org/10.1126/science.aab0464>
- Steiner G.* Two considerations concerning the free molecular flow of gases in porous ices // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 240. P. 533–536.
- Vincent J.-B., Farnham T., Kührt E., Skorov Y., Marschall R., Oklay N., El-Maarry M.R. et al.* Local Manifestations of Cometary Activity // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. P. 30.