

УДК 523.6

И. И. Миццишина

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛИ В ПРИСТЕНОЧНОМ СЛОЕ КОМЕТНОГО ЯДРА НА НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ МОДЕЛЕЙ ГАЗОПЫЛЕВОГО ТЕЧЕНИЯ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ АТМОСФЕРЫ

На основі гідродинамічного моделювання течії газопилової суміші в зіштовхувальній області кометної атмосфери зроблено спробу вивчити зв'язки між параметрами приповерхневого шару та зіштовхувальній області та оцінити реальність результатів, отриманих для течій з різним ступенем запилення. Задача є важливою для вивчення механізмів, що реалізують газопиловий зв'язок в тонкому приповерхневому шарі кометного ядра. У рамках вибраної моделі отримано залежності оптичної товщини пилової атмосфери від пилопродуктивності ядра і параметрів газу на зовнішній границі приповерхневого шару.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения показывают, что для разных комет соотношение между количеством пыли, содержащейся в голове, и газом может значительно различаться [11, 27]. Это может быть связано с различиями содержания твердых частиц, гранулометрического состава и механизмов выделения или выброса пылинок из льда. С другой стороны, это может быть связано с динамическими характеристиками движения пылинок в атмосфере кометы. Единого подтвержденного прямыми экспериментами взгляда на механизмы появления и пространственного распределения пылинок нет. Причина в сложности проблемы. Неоднократно как в теоретических [10], так и в наблюдательных работах поднимался вопрос о связи количества пыли, наблюдаемой в голове кометы, с её содержанием в ядре. Однако, как было показано в работе [19], по наблюдениям невозможно восстановить исходный состав пылевой составляющей ядра кометы. В этой ситуации важным фактором, способствующим разрешению проблемы, может стать повышение точности моделирования динамики пыли в

голове и хвосте кометы и повышение разрешающей способности принимающей аппаратуры. Дополнительную информацию можно почерпнуть из изучения динамических особенностей пылевой и газовой атмосферы.

ВЫБОР МЕТОДИКИ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Обобщенной характеристикой содержания пыли в голове кометы является оптическая толщина атмосферы. Вклад отдельной пылинки в оптическую толщину определяется её оптическими свойствами и временем жизни в атмосфере, а значит, скоростью движения пылинки и положением её подсолнечной точки. Поэтому вопрос о связи оптической толщины атмосферы с пылепроизводительностью кометного ядра должен решаться посредством моделирования всего газопылевого течения, так как скорости газа и пыли взаимосвязанны. Эта взаимосвязь нелинейна — газопылевое течение неадиабатично, и приток энергии к газу идет не только непосредственно путём поглощения им солнечного электромагнитного излучения, но и путём обмена с пылью энергией и импульсом, а поэтому зависит от содержания, физико-химического и размерного состава, а также скорости движения пылинок.

На сегодняшний день используются несколько принципиально отличных методов моделирования течения кометного газа, которые исторически развивались почти одновременно.

Наиболее распространенным по количеству работ и фундаментальных результатов является гидродинамический метод моделирования, который базируется на аналитическом или численном интегрировании уравнений классической механики непрерывной среды. На основании этих моделей выполняются исследования динамики газового и газо-пылевого течения и энергетического баланса. Они применимы для описания течения в столкновительной области и имеют несколько уровней сложности.

Для стационарной сферически-симметричной модели с точечным источником молекул без притока энергии было получено аналитическое решение [37]. Учет фотодиссоциации кометного газа под воздействием солнечного излучения как основного источника разогрева был проведен в работе [9], для отдельных случаев автором получены аналитические решения. На сегодня распространенным является использование гидродинамической модели, записанной в виде системы дифференциальных уравнений с граничными условиями для стационарной задачи и с начальными условиями для задачи динамической. Интегрируют систему численными методами [24–26, 28–30, 34–36]. В наиболее полных вариантах модель позволяет получать синтезированные изображения главных кометных форм для многожидкостного и многокомпонентного запыленного течения, учитывая неоднородности активных зон и полидисперсность пылинок [33], а также их сублимацию и дробление [32].

Вторым значительным направлением в моделировании кометных атмосфер является моделирование на основе молекулярно-кинетической теории [4, 14–16, 30]. Принципиальным отличием моделей этого направления от гидродинамических является то, что они не требуют локального термодинамического равновесия в среде. В столкновительной зоне моделирование на основе молекулярно-кинетической теории позволяет исследовать процессы фотохимического нагрева и термализации продуктов дис-

социации в динамике и при отсутствии сферической симметрии, процессы нарушения равновесия молекулярных составляющих, траектории отдельных молекул [3, 17, 18].

Результаты моделирования течения незапыленного кометного газа гидродинамическим методом и методом Монте-Карло (на основе молекулярно-кинетической теории) для макроскопических параметров течения сравнивались в работе [4]. Оказалось, что для макропараметров результаты моделирования в столкновительной области кометной атмосферы близки. Для радиальных профилей скорости, плотности и температуры газа нет принципиальных отличий. Количественные расхождения имеют величину, сравнимую с расхождениями из-за неопределенности граничных условий. Это позволяет сделать вывод, что гидродинамический подход воспроизводит основные процессы в нейтральной атмосфере, к тому же он позволяет без особых временных затрат исследовать влияние параметров модели. Такой же вывод сделан в работе [22] на основе обзора результатов моделирования обеими методами кометного течения с различными условиями.

Как следует из результатов исследований [6, 10, 20, 24–28, 31, 34–36], независимо от использованного подхода для мелких пылинок довольно быстро — в пределах столкновительной области — достигается некоторая зависящая от их размера «конечная» скорость. Существование такой предельной скорости в основном обусловлено быстрым падением плотности газа с расстоянием от ядра, что приводит к нарушению столкновительной газопылевой связи. В соответствии с [20] конечная скорость пылинки с определенной точностью может быть связана с ее размером a соотношением

$$\frac{d \ln V(a)}{d \ln a} = -u,$$

где u — параметр, $V(a)$ — конечная скорость пылинок. Если $V(a)$ определять численным решением гидродинамической задачи, то угол наклона в представленной зависимости является функцией начальной скорости пылинки и уменьшается с увеличением последней [6].

Таким образом, основные процессы, влияющие на пылесодержание кометной головы, протекают в столкновительной области её атмосферы, что даёт основание проводить исследование на основе гидродинамической модели газопылевого течения. На сегодняшний день эта модель достаточно хорошо опробована, в расчетах она проще и быстрее. На её основе с разными степенями сложности было получено большое количество фундаментальных результатов.

Как известно, модель базируется на интегрировании уравнений классической механики непрерывной среды, которые описывают законы сохранения массы, энергии и импульса. В представленном случае исследуется газопылевая среда, поэтому уравнения записываются отдельно для пыли и отдельно для газа, но с учетом их взаимодействия.

В варианте более полного соответствия реальности, необходимо включать в рассмотрение также аналогичные уравнения для продуктов диссоциации и учитывать распределение пылинок по размерам. В этом случае добавляются соответствующие уравнения для каждого размера пылинок и каждого продукта диссоциации с учетом наиболее важных их взаимодействий. Необходимо иметь в виду, что при появлении новых радикалов и молекул их распределение по скоростям и температура могут существенно отличаться от таковых для газа из материнских молекул. Таким образом, в более общем случае, газопылевое течение в голове кометы является многокомпонентным и многожидкостным, что заметно усложняет расчет задачи и анализ результатов. Ещё можно отметить, что добавление в водяной лед другого сублимирующего вещества тоже приводит к изменению характеристик течения.

Поскольку в цели работы не входило уточнение гидродинамической модели, то рассмотрен простейший вариант сферически-симметричного стационарного течения однокомпонентного нейтрального газа молекул воды с учетом его взаимодействия с пылью и электромагнитным излучением Солнца. Тогда в соответствии с [34] уравнения сохранения массы, импульса и энергии имеют вид:

а) для единицы объема газа —

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho_g u_g) &= 0, \\ \rho_g u_g \frac{du_g}{dr} &= -\frac{dp_g}{dr} - F_{dg}, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho_g u_g \left(H_g + \frac{1}{2} u_g^2 \right) \right] &= \\ &= Q_g - L_g + Q_{dg} - u_d F_{dg}, \end{aligned}$$

б) для пыли (пылинки не сублимируют и не дробятся) —

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n_d u_d) &= 0, \\ \rho_d u_d \frac{du_d}{dr} &= F_{dg}, \\ \rho_d u_d C_d \frac{dT_d}{dr} &= -Q_{dg} + Q_{rad}. \end{aligned}$$

Эти системы замыкаются соотношениями $P = n_g k T_g$ и $(4/3)\pi a^3 n_d \rho_d u_d = \chi \rho_g u_g$ на поверхности ядра. Здесь χ — относительная пылепроизводительность, $F_{dg} = \frac{1}{2} S_{gd} \pi a^2 \rho_g (u_g - u_d)^2 n_d$ — сила давления газа на пылинки из единицы объема, $Q_{dg} = 4\pi a^2 C_g \rho_g (u_g - u_d) (T_d - T_r) n_d S_t$ — мощность обмена энергией между газом и пылью, $Q_{rad} = Q_{abs} - Q_{emit}$ — разница между энергией электромагнитного излучения, поглощенной и излученной пылинкой, Q_g — мощность источников энергии от фотохимических реакций, L_g — мощность потерь энергии из-за радиационного охлаждения газа, H_g — энтальпия газа, C_d и ρ_d — удельная теплоемкость и плотность вещества пылинок, ρ_g — плотность газа, u_g, u_d — скорости газа и пыли, p_g — давление газа, S_{gd} — свободно-молекулярный коэффициент захвата пыли газом; a, n_d, T_d, T_r — размер, концентрация, температура и равновесная в газовом потоке температура пылинок; S_t — число Стентона. Величины T_r и S_t определяются через величину $\omega = (u_g - u_d) / \sqrt{2kT_g / m_g}$, где k — постоянная Больцмана, m_g — масса молекулы газа:

$$\begin{aligned} T_r &= \\ &= \frac{T_g}{\gamma + 1} \left[2\gamma + 2(\gamma + 1)\omega^2 - \frac{\gamma - 1}{\frac{1}{2} + \frac{1}{\omega^2} + \frac{\omega}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\omega)}} \exp(-\omega^2) \right], \end{aligned}$$

$$S_t = \frac{\gamma+1}{8\gamma\omega^2} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \omega \exp(-\omega^2) + \left(\omega^2 + \frac{1}{2} \right) \operatorname{erf}(\omega) \right],$$

γ — показатель адиабаты.

К уравнениям сохранения прибавляются уравнения переноса излучения газом и пылью (случай однократного рассеяния):

$$\frac{d\bar{I}_i}{dr} = \left(\sum_{j=1}^3 \sigma_j^i n_g + \bar{q}_i \pi a^2 n_d(r) \right) \bar{I}_i,$$

$$\frac{dI}{dr} = I(r) \left[\frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda) \pi a^2 n_d(r) q_d(a, \lambda, m) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda) d\lambda} \right] =$$

$$= I(r) \pi a^2 n_d(r) \bar{q}_d(a, m)$$

в которых σ_j^i — сечение взаимодействия при протекании фотохимической реакции j (в работе учтены три основных канала) под воздействием излучения спектрального интервала i , усредненное по длине волны λ внутри этого интервала; n_g — концентрация молекул газа, $q_d(a, \lambda, m)$ — фактор эффективности поглощения солнечного излучения пылью, m — комплексный показатель преломления вещества пылинки, $I(\lambda)$ — спектральная мощность излучения Солнца, \bar{I}_i — средняя мощность солнечного излучения внутри спектрального интервала i , $\{\lambda_{\min}, \lambda_{\max}\}$ — спектральный интервал, в котором проводится интегрирование поглощенной пылью солнечной энергии.

Кроме того, что солнечную энергию в УФ-потоках газ поглощает уже ослабленную поглощением пылью, наличие пыли сказывается также на инсоляции ядра электромагнитным излучением солнечного спектра. Для количественного учета этого используется решение уравнения переноса для пыли в виде

$$I_0 = I(\infty) \exp(-\tau_d),$$

где $\tau_d = \int_R^\infty \pi a^2 n_d(r) \bar{q}_d(a, m) dr$ — интегральная оптическая толщина пылевой атмосферы, R — радиус ядра, $I(\infty)$ — интегральная мощность (в пределах $\{\lambda_{\min}, \lambda_{\max}\}$) излучения Солнца за пределами атмосферы кометы.

В задаче о стационарном течении кометного газа система уравнений сохранения полностью описывает течение при известных граничных условиях, поэтому в модели нужно задавать значения параметров газа и пыли на поверхности, с которой начинается расчет.

В случае, когда проводится моделирование атмосферы на основе молекулярно-кинетической теории, граничные условия задаются на поверхности ядра, и при переходе в околоядерную область значения параметров течения получаются автоматически.

При гидродинамическом моделировании, в соответствии с современными представлениями, описание газового течения на основе макропараметров следует начинать на внешней границе пристеночного слоя [5, 9]. Следовательно, именно этой границе должны соответствовать начальные значения параметров газа и пыли. При этом, если ограничиться атмосферой без ударных волн вблизи ядра, начальное число Маха M_0 не является независимой величиной, на него накладывается условие, что при переходе через звуковую точку оно должно оставаться непрерывным, т. е. производная dM/dr является конечной [9], где r — расстояние до ядра кометы.

Перенос граничных условий с ядра на внешнюю поверхность пристеночного слоя обусловлен тем, что гидродинамическое описание справедливо только для случая, когда газ находится в термодинамическом равновесии. Но даже в процессе стационарной сублимации однокомпонентного вещества с идеально гладкой плоской поверхности образуется газ в неравновесном состоянии. В процессе столкновений между молекулами изначально неравновесная функция распределения стремится к равновесной. Слой, в котором происходит максвеллизация, называется кнудсеновским. Л. М. Шульман при проведении стратификации кометных атмосфер выделил этот слой как «пристеночный слой кометного ядра» [9], он же указал, что описание течения газа в этом слое возможно только на основе молекулярно-кинетической теории.

На сегодняшний день реализовано два подхода для решения задачи о пристеночном слое на основе молекулярно-кинетической теории.

Первый из них позволяет аналитически привязать значения параметров на внешней границе слоя к значениям этих параметров на поверхности ядра без изучения структуры самого слоя. При этом определяются так называемые «скачки параметров» — отношения значений параметров на внешней границе пристеночного слоя к их значению на поверхности сублимации (поверхности ядра) [2, 13, 21]. Все результаты получены для стационарной сублимации однокомпонентного газа с однородной плоской поверхности.

Другой подход состоит в численном моделировании течения разреженного газа при помощи различных вычислительных алгоритмов. Он позволяет определить не только скачки параметров, но и структуру пристеночного слоя. Впервые численное моделирование (с такими же ограничениями, что и теоретические рассуждения) выполнено в 1989 г. [12]. Затем была сделана попытка расширить метод на случай вытекания газопылевой смеси [5], а также были проведены расчеты для сублимации сквозь пористую мантию [7].

Следует отметить, что в задаче о пристеночном слое все еще не решена проблема выбора значения числа Маха на внешней границе пристеночного слоя [8, 23]. При аналитическом подходе его значение является дополнительным модельным допущением или свободным параметром задачи и обуславливается требованиями, которые возникают при решении внешней газодинамической задачи. Значение местного числа Маха на выходе из приповерхностного слоя принималось равным единице в работе [2] или находилось в диапазоне 0.75—1.2 [21]. При численном подходе значение числа Маха определяется в результате расчета, что является достоинством подхода, но при этом, как отмечено в работе [8], на его значении сказывается накопление ошибок, связанных с недостаточной точностью численного моделирования, ошибку авторы оценивают в 10 %.

Основные результаты аналитических и численных работ (таблица) относятся к задаче о течении чистого незапыленного газа. С точки зрения применения к кометным атмосферам более важной является задача о пристеночном слое с

пылевой составляющей. Однако «добавление к газу пыли делает решение этой задачи крайне сложной проблемой» [4], поэтому на сегодняшний день «физические условия в поверхностной газопылевой смеси могут быть только предметом предположений» [22].

Попытка решения задачи о запыленном пристеночном слое [5] относится только к случаю слабого запыления, и является удачной в плане рассмотрения движения отдельных пылинок в неравновесном газовом потоке. Применительно же к решению, получаемому для газа в пристеночном слое, возникает вопрос сопряженности с течением в гидродинамической области. На практике неопределенность выбора начальных условий возникает из-за того, что результаты [5] приходят в противоречие с гидродинамическими представлениями о начальном числе Маха M_0 , а именно, полученное в работе [5] M_0 постоянно и не зависит от степени запыленности газа. В противовес этому при исследовании запыленного течения методом динамического моделирования [24] было получено подтверждение теоретических представлений о том, что начальное число Маха на внутренней границе гидродинамической области гладкого запыленного течения зависит от степени запыления и для чистого газа стремится к единице. Поэтому использование результатов [5] для скачка параметров газа в пристеночном слое при исследовании запыленной атмосферы требует осторожности, особенно когда отношение пыль/газ нельзя считать малым. По мнению авторов работы [5], это значение больше 0.5, однако выбор критериев слабой запыленности не был строго определен. Подразумевается, по-видимому, критерий слабой запыленности, который был написан Л. М. Шульманом [9], для гидродинамического течения, и который не обязательно подходит для течения в слое Кнудсена, так как последнее неравновесно. В результате подхода [5] получается, что влияние пылинок на газ в пристеночном слое исключено полностью, а влияние находящейся выше пылевой атмосферы, хотя и сохранено через влияние оптической толщины на температуру ядра, но является очень слабым. Возможно поэтому и получается, что параметры газа на выходе из

пристеночного слоя по [5] никак не связаны с пылепроизводительностью ядра.

Есть и ещё одна проблема согласованности задачи — на внутренней границе пристеночного слоя, где происходит сублимация. Наличие пыли в атмосфере означает её наличие в поверхностном слое ядра. В этом случае сублимация происходит не с однородной гладкой поверхности, и следует обратиться к задаче о сублимации с пятнистой поверхности и (или) из-под корки. Теоретические начала этой задачи заложены в работе [10]. В обширном численном исследовании [7] показано, что значения характеристик газового потока при сублимации сквозь поры могут существенно отличаться от таковых при испарении с гладкой поверхности; диапазон возможных начальных значений макропараметров при наличии неоднородностей увеличивается. При этом температура выходящего потока стремится к температуре поверхности. Ясно, что степень запылённости поверхностного слоя и его структура связаны с количеством нелетучего материала в ядре, его гранулометрическим составом и механизмами высвобождения пылинок, и что это отражается на пылепроизводительности ядра. Неопределённости же в составе и структуре поверхности ядра приводят к увеличению разброса возможных значений параметров сублимирующего газа.

В идеальном случае должны быть согласованы решения для всех слоёв задачи: поверхности фазового перехода, покрывающей (возможно) эту поверхность мантии, пристеночного слоя и столкновительной области. В реальности эти

требования на сегодняшний день выполнить невозможно.

ПРОЦЕСС РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Так как количество параметров многослойной задачи очень велико, было проведен выбор условий, который несколько сужает неопределённости. А именно, все результаты получены для ядра размером 2.5 км, гелиоцентрического расстояния 1 а. е. и пылинок таких размеров, чтобы они по характеру движения относились к типу А [1]. Если принять модель поверхности, то тем самым на основе уравнения теплового равновесия будет определена температура сублимирующего льда, которая контролирует темп сублимации. В зависимости от модели поверхности находится также коэффициент ослабления потока сублимента. Был рассмотрен случай тонкого слоя запыления, при котором не происходит глобального подавления газопроизводительности, а температура выходящего газового потока может быть принята равной температуре свободной поверхности льда. Затем задавались скачки температуры и плотности в пристеночном слое. Они были выбраны на основе теоретических и численных результатов (таблица), для скачка плотности принято постоянное значение 0.32, так как оно по результатам исследований изменяется меньше всего, а для скачка температуры значение варьировалось в диапазоне 0.85—0.56.

В таблице приняты обозначения: M_0 — число Маха на внешней поверхности пристеночного слоя, оно же начальное для гидродинамической задачи; n_0/n_s — скачок плотности, равный отно-

Значения скачков параметров газа в пристеночном слое кометного ядра по результатам теоретических и численных исследований

M_0	n_0/n_s	T_0/T_s	$Z_{об}, \%$	Состояние поверхности	Литературный источник
1.00	0.31	0.67	18	Свободная	[2]
1.15	0.34	0.56	12—14	Свободная	[12]
1.05—1.15	0.32	0.56	16	Свободная	[4]
1.05—1.15	0.35	0.60	14	Свободная	[5]
>1.0	0.5	0.72	—	Пористая	[7]
0.99	0.56	Достигает 0.9	10	Добавка 23 % минералов	[23]
0.75—1.2	0.25—0.4	0.56—0.85	20—25	Свободная	[20]

шению плотности газа на внешней поверхности пристеночного слоя к плотности на ядре (поверхности сублимации); T_0/T_s — скачок температуры, определяется аналогично; обратный поток $Z_{об}$ — процентное отношение конденсирующихся на ядро и испаряющихся молекул; состояние поверхности: свободная — означает оголенный лед, пористая — полностью покрытая пористой коркой, добавка 23 % минералов — объемное отношение пыли и льда в ядре.

Начальное число Маха M_0 отыскивалось как свободный параметр в вычислительном процессе, исходя из условия его непрерывности в звуковой точке [9, 13]. Суть процесса следующая. Задается некоторое значение $M_0(0)$, в сочетании со скачком температуры (скачок плотности постоянен) это позволяет определить начальное значение скорости газа и его эффективного расхода и произвести расчет течения до перехода через звуковую точку. Для отыскания нужного значения M_0 , при котором происходит гладкий переход через точку звука, использован метод пристрелки. Определение начального отрезка проводилось методом Рунге — Кутты.

После того как звуковая точка была пройдена, параметры потока отыскивались численным решением гидродинамических уравнений в пределах столкновительной зоны. Размер столкновительной зоны кометного ядра, находящегося на гелиоцентрическом расстоянии 1 а. е., всегда оказывался достаточным, чтобы её оптическая толщина исчерпывающе полно представляла всю атмосферу. В качестве нулевого приближения для оптической толщины поглощения водяными парами в УФ-полосах использовались значения, полученные при расчетах незапыленного течения. Окончательное решение для течения получалось итерациями по атмосферам до совпадения в двух последовательных итерациях оптической толщины для пылевой атмосферы и для газа в каждой полосе.

На следующем этапе, с учетом ослабления потока на ядро, из уравнения энергетического баланса определялась равновесная температура его поверхности, и весь вычислительный процесс повторялся сначала. Таким образом, окончательное решение было получено в итеративном процессе по температуре ядра.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Полученное по описанной методике начальное число Маха M_0 и положение звуковой точки $H_1 = H(M = 1)$ показывают четкую зависимость от пылепроизводительности χ , что можно видеть на рис. 1. Как и ожидалось, из представленных графиков следует, что течение незапыленного газа начинается с начальным числом Маха $M_0 = 1$. По мере увеличения запыленности начальное число Маха уменьшается, а точка звука удаляется от ядра. Подобный результат получен для всех значений скачка температуры из указанного выше диапазона.

Интересным оказалось то, что при описанном вычислительном подходе (вариации скачка температуры в интервале 0.85—0.56) проявляется сильная зависимость обратного потока молекул от скачка температуры (рис. 2, а) при постоянном $\chi = 0.5$, и, что важно, зависимость от запы-

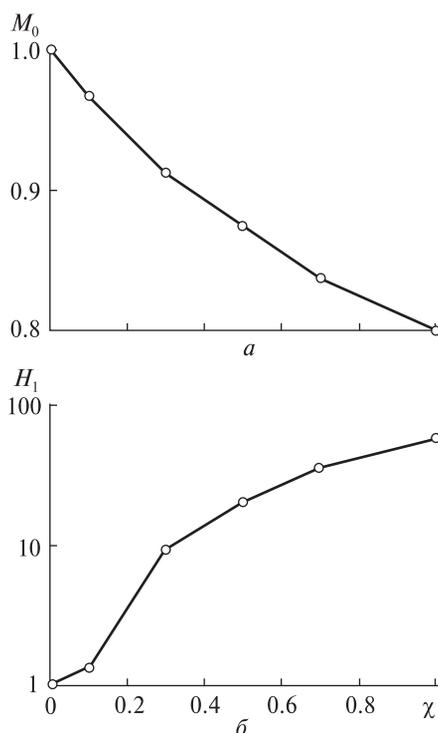


Рис. 1. Зависимость от пылепроизводительности кометного ядра χ : а — начального числа Маха M_0 газопылевого течения в столкновительной области, б — положения звуковой точки $H_1 = H(M = 1)$ (расстояние от поверхности сублимации в метрах)

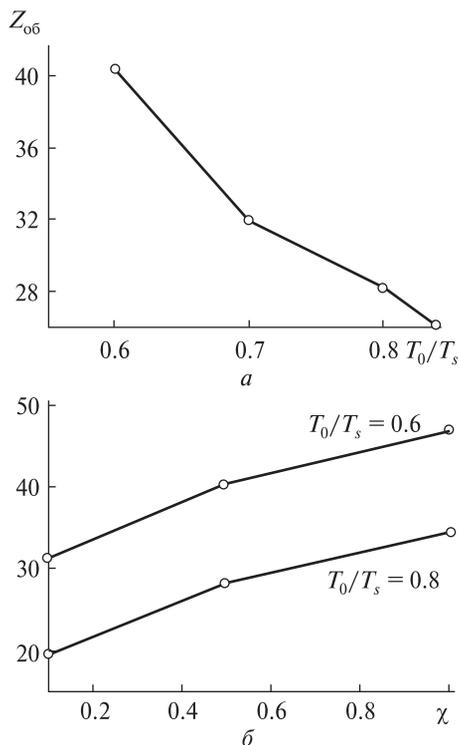


Рис. 2. Зависимость обратного потока молекул $Z_{об}$: *a* — от скачка температуры при постоянной пылепроизводительности ядра $\chi = 0.5$, *б* — от пылепроизводительности ядра χ при постоянных скачках температуры $T_0/T_s = 0.6$ и 0.8

ленности при постоянном скачке температуры. Это можно видеть на рис. 2, *б* для двух значений скачка температуры T_0/T_s (размер частиц 1 мкм, их начальная скорость 0.5 см/с).

Такой результат может служить косвенным указанием на то, что значения параметров газа на выходе из пристеночного слоя зависят от наличия и количества пыли. Это означает, что если выставить требование, чтобы обратный поток даже в случае зависимости от запыленности, находился в пределах 17–25 %, как это приводится в литературных источниках, то при изменении запыленности газового потока должны изменяться скачки параметров на выходе из пристеночного слоя. Наиболее зависимым оказывается скачок температуры, что иллюстрирует рис. 3. Зависимость обратного потока молекул от запыленности соответствует зависимости скачка параметров от начального числа Маха — с увеличением числа Маха уменьшается скачок тем-

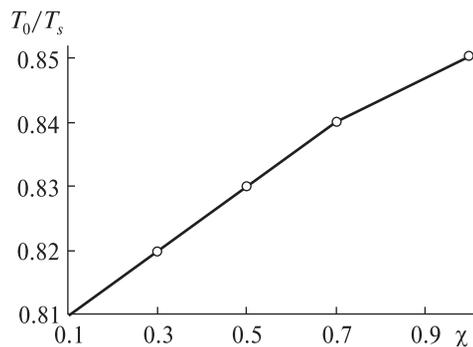


Рис. 3. Зависимость скачка температуры T_0/T_s от χ при фиксированном значении обратного потока $Z_{об} = 20\%$

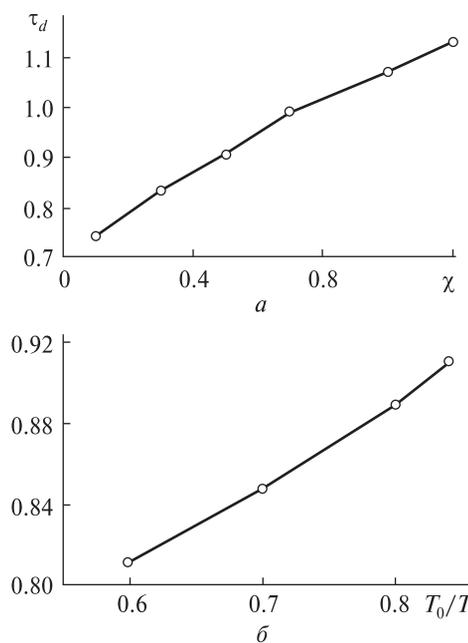


Рис. 4. Зависимость интегральной оптической толщины пылевой атмосферы: *a* — от пылепроизводительности кометного ядра χ , *б* — от скачка температуры при фиксированном значении $\chi = 0.5$

пературы. Эта зависимость качественно подобна представленной в работе [20], где число Маха считалось свободным параметром.

Из общих представлений вытекает, что начальное число Маха должно зависеть от пылепроизводительности, что и подтверждают представленные результаты для стационарной модели. Ранее подобный результат получен в работе [13] при исследовании запыленного течения на основе динамического моделирова-

ния, однако начальные условия выбирались на основе модели рыхлой губки, в которой фактически вводится коэффициент подавления газоприводительности, в то время как другие параметры течения соответствуют классической теории сублимации.

Графическим обобщением результатов расчетов могут послужить зависимости интегральной по видимому диапазону оптической толщины пылевой атмосферы от пылепроизводительности ядра в согласованном вычислительном процессе (рис. 4, а) и от скачка температуры (рис. 4, б) при постоянном значении $\chi = 0.5$. Оптическая толщина пылевой атмосферы является показательным параметром, поскольку, интегрируя пылесодержание, она зависит и от состояния газовой атмосферы. Из рис. 4, а видно, что угол наклона почти не изменяется со степенью запыленности, т. е. при $\chi < 0.5$ пренебрегать наличием пыли в пристеночном слое нельзя, несмотря на то что в столкновительной области такой газ может считаться слабозапыленным.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты, хотя и косвенно, говорят о том, что требование согласованности может привести к существенному изменению начальных условий для моделирования столкновительной области запыленного течения. Даже если действительно в пристеночном слое можно не принимать во внимание потерю импульса молекул из-за передачи части его пылинкам, как полагают М. Я. Маров и др. [5], то все равно исключать влияние пыли на параметры слоя нельзя. По нашему мнению, существенными могут быть другие механизмы влияния пыли на газ, например пространственное перераспределение молекул при отражении от дополнительной поверхности, которое повлияет на толщину пристеночного слоя и скачки параметров.

Моделирование в околоядерной области показывает, что течение газопылевой смеси во внутренних областях кометной головы существенно зависит от содержания пыли [9, 24–26, 30, 32, 34]. Но то, насколько верно мы можем рассчитать параметры этого течения в столкновительной области — вопрос не только пылесо-

держания последней, но и вопрос о взаимном влиянии параметров столкновительной области и пристеночного слоя, то есть, о согласованности этих параметров на границах слоёв.

В свою очередь, состояние пристеночного слоя зависит не только от состояния сублимирующей поверхности, но и от параметров течения газо-пылевой смеси в столкновительной области атмосферы. Это вытекает из требований согласованности и, по нашему мнению, подтверждается представленными в работе расчетами.

This publication is based on work supported by Award No. UKG2-2969-KV-09 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation (CRDF), by the project 41/106-2012 Derzhinformnauki, M/115-2012 and 11BF051-01-12 MONmolodspport of Ukraine.

1. Андриенко Д. А., Миццишина И. И. Особенности движения крупных частиц в кометной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел. — 2003. — **19**, № 6. — С. 501–513.
2. Анисимов С. И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение // ЖЭТФ. — 1968. — **54**, № 1. — С. 339–342.
3. Корсун П. П. Моделирование кометных атмосфер методом Монте-Карло. — Киев, 1990. — 32 с. — (Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; № 74Р).
4. Маров М. Я. Физические свойства и модели комет // Астрон. вестник. — 1994. — **28**, № 4-5. — С. 5–86.
5. Маров М. Я., Колесниченко А. В., Скоров Ю. В. Численное моделирование газопылевого потока в приповерхностном слое кометной атмосферы // Астрон. вестник. — 1995. — **29**, № 3. — С. 243–252.
6. Миццишина И. Г. Особенности динамики крупных пылинок кометных атмосфер: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Київ, 2003. — 135 с. — Машинопись.
7. Скоров Ю. В. Неравновесная кинетика разреженного газа в пористом слое кометного ядра // Астрон. вестник. — 1997. — **31**, № 1. — С. 28–42.
8. Скоров Ю. В., Королев А. Е. Пространственная структура приповерхностного слоя кометной атмосферы // Астрон. вестник. — 1998. — **32**, № 4. — С. 370–379.
9. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. — Киев: Наук. думка, 1972. — 243 с.
10. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987. — 232 с.
11. A'Hearn M. F., Millis R. L., Schleicher D. G., et al. The ensemble properties of comets: Results from narrowband photometry of 85 comets. 1976 — 1992 // Icarus. — 1995. — **118**. — P. 223–270.

12. *Bisikalo D. V., Marov M. Ya., Shematovitch V. I., Strel'nitskij V. S.* The flow of the sublimating gas in the near-nuclear (Knudsen) layer of the cometary coma // *Adv. Space Res.* — 1989. — **9**, N 3. — P. 53—58.
13. *Cercignani C.* Strong evaporation of a polyatomic gas // *Progr. Astronaut. and Aeronaut.* — 1981. — **74**. — P. 305—320.
14. *Combi M. R.* Neutral cometary atmospheres. III. Acceleration of cometary CN by solar radiation pressure // *Astrophys. J.* — 1980. — **241**, N 10. — P. 830—837.
15. *Combi M. R., Delsemme A. H.* Neutral cometary atmospheres. I. An average random walk model for photodissociation in comets // *Astrophys. J.* — 1980. — **237**, N 4. — P. 633—640.
16. *Combi M. R., Delsemme A. H.* Neutral cometary atmospheres. II. The production of CN in comets // *Astrophys. J.* — 1980. — **237**, N 4. — P. 641—645.
17. *Combi M. R., Smith W. H.* Monte-Carlo particle-trajectory models for neutral cometary gases. I. Models and equations // *Astrophys. J.* — 1988. — **327**, N 4. — P. 1026—1043.
18. *Combi M. R., Smith W. H.* Monte-Carlo particle-trajectory models for neutral cometary gases. II. The spatial morphology of the Lyman- α coma // *Astrophys. J.* — 1988. — **327**, N 4. — P. 1044—1059.
19. *Crifo J. F.* Are cometary dust mass loss rates deduced from optical emissions reliable? // *Interplanetary matter / 10th European regional astronomy meeting of the IAU. 1987, August 24—29*, 109.
20. *Crifo J. F.* Optical and hydrodynamic implications of comet Halley dust size distributions, ESA SP-278. 1987.
21. *Crifo J. F.* Improved gas-kinetic treatment of cometary water sublimation and recondensation // *Astron. and Astrophys.* — 1987. — **187**, N 11. — P. 438—452.
22. *Crifo J. F., Fulle M., Komle N. I., Szego K.* Nucleus-coma structural relationships: Lessons from physical models. *J. F. In COMETS II / Ed. M. Festou, H. U. Keller, and H. A. Weaver.* — Arizona: University of Arizona Press, 2005. — 780 p.
23. *Davidson B.* Comet Knudsen layers // *Space Sci Rev.* — 2008. — **138**. — P. 207—223.
24. *Gombosi T. I.* Dusty cometary atmospheres // *Adv. Space Res.* — 1987. — **7**, N 12. — P. 137—145.
25. *Gombosi T. I., Cravens T. E., Nady A. F.* Time-dependent dusty gasdynamical flow near cometary nuclei // *Astrophys. J.* — 1985. — **293**, N 1. — P. 328—341.
26. *Gombosi T. I., Horanyi M.* Time-dependent numerical modeling of dust halo formation at comets // *Astrophys. J.* — 1986. — **311**, N 1. — P. 491—500.
27. *Harmon J. K., Nolan M. C., Ostro S. J., Campbell D. B.* Radar studies of comet nuclei and grain comae // *COMETS II / Ed. M. Festou, H. U. Keller, H. A. Weaver.* — Arizona: University of Arizona Press, 2005. — 780 p.
28. *Ip W. H.* On photochemical heating of cometary comae: the cases of H₂O and CO-rich comets // *Astrophys. J.* — 1983. — **264**, N 2. — P. 726—732.
29. *Kitamura J.* Axisymmetric dusty gas jet in the inner coma of a comet // *Icarus.* — 1986. — **66**, N 2. — P. 241—257.
30. *Kitamura J.* Axisymmetric dusty gas jet in the inner coma of a comet. II: The case of isolated jets // *Icarus.* — 1987. — **72**, N 3. — P. 555—567.
31. *Kitamura Y., Ashihara O., Yamamoto T.* A model for the hydrogen coma of a comet // *Icarus.* — 1985. — **61**, N 4. — P. 278—295.
32. *Knollenberg J.* Modelrechnungen zur Staubbereitstellung in der inneren Koma von Kometen unter spezieller Berücksichtigung der HMC-Daten der Giotto-Mission. 1994, Ph. D. Thesis, Georg-August Universität zu Göttingen, Göttingen, Germany.
33. *Knollenberg J., Kuhrt E., Keller H.* Interpretation of HMC images by a combined thermal and gasdynamic model // *Earth, Moon, and Planets.* — 1996. — **72**, N 1-3. — P. 103—112.
34. *Marconi M. L., Mendis D. A.* The photochemistry and dynamics of a dusty cometary atmosphere // *Moon and Planets.* — 1982. — **27**, N 1. — P. 27—46.
35. *Marconi M. L., Mendis D. A.* A multi-fluid model of an H₂O-dominated dusty cometary atmosphere // *Moon and Planets.* — 1982. — **27**, N 4. — P. 431—452.
36. *Marconi M. L., Mendis D. A.* Infrared heating of comet Halley's atmosphere // *Earth, Moon and Planets.* — 1986. — **36**, N 3. — P. 249—256.
37. *Wallis M. K.* Hydrodynamics of the H₂O comet // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* — 1974. — **166**. — P. 181—189.

Надійшла до редакції 12.07.12

I. I. Mischyshyna

THE EFFECT OF THE DUST CONCENTRATION IN THE KNUDSEN LAYER OF A COMET ON INITIAL CONDITIONS IN MODELS OF THE DUSTY GAS FLOW IN A COMET'S ATMOSPHERE

We studied connections between the parameters of the Knudsen layer and collision region of a comet's atmosphere on the basis of the hydrodynamics simulation of the flow of gas/dust mix in the collision region. The reliability of the results derived for flows with different gas/dust relationships is estimated. The problem is important for the investigation of mechanisms realizing the gas/dust connection within the thin Knudsen layer of a comet's nucleus. Within the framework of the model proposed we derived a relationship between the optical thickness of a dusty comet's atmosphere and the dust production rate of a comet's nucleus and gas parameters on the exterior boundary of the Knudsen layer.