

УДК 523.6

Д. А. Андриенко, И. И. Мищишина

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
03022 Киев, пр. Глушкова, 6

### Возможность устойчивого равновесия твердых частиц в кометной атмосфере

*Исследована возможность устойчивого равновесия твердых частиц в слабозапыленной кометной атмосфере. Задача решалась на основе гидродинамического моделирования сферически-симметричного течения газа с учетом пристеночного слоя ядра на гелиоцентрических расстояниях 1.6—3 а. е. Рассмотрено два варианта поверхности сублимации — однородная свободная поверхность водяного льда и покрытая пористой корой. С использованием метода фазовой плоскости показано, что для частиц сантиметровых размеров в кометной атмосфере есть две особые точки, одна из которых является точкой устойчивого равновесия. Установлено соотношение между положением этой точки и размерами частицы. Вариации плотности и формы частиц совместно с распределением по размерам приводят к возникновению зоны устойчивого равновесия. Ее положение зависит от размера кометного ядра, состояния его поверхности и расстояния до Солнца. У кометы с ядром 2.5 км на гелиоцентрическом расстоянии 2 а. е. эта зона расположена на расстояниях 10—1000 км и соответствует частицам-фрагментам ядра размерами 4.5—0.5 см при плотности 1 г/см<sup>3</sup>.*

**МОЖЛИВІСТЬ СТІЙКОЇ РІВНОВАГИ ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК В КОМЕТНІЙ АТМОСФЕРІ**, Андриєнко Д. П., Мищишина І. Г. — Проведено дослідження можливості стійкої рівноваги пилових частинок в малозапорошеній кометній атмосфері. Задача розв'язана на основі гідродинамічного моделювання сферично-симетричної течії газу з урахуванням кнудсенівського шару ядра на геліоцентричних відстанях 1.6—3 а. о. Розглянуто два варіанти поверхні сублимації — однорідна вільна поверхня водяного льоду та покрита шпаркуватою корою. Із використанням методу фазової площини одержано, що для частинок сантиметрового розміру в кометній атмосфері є дві особливі точки, одна з яких показує наявність стійкої рівноваги. Встановлено співвідношення між розташуванням цієї точки та розміром пилової частки. Розподіл частинок за розмірами спільно з варіаціями їхньої густини та форми спричиняє виникнення зони стійкої рівноваги. Її розташування в атмосфері залежить від

розміру кометного ядра, стану його поверхні та віддалі комети до Сонця. В комети з розміром ядра 2.5 км на геліоцентричній відстані 2 а. о. ця зона розташована на віддальх 10—1000 км і відповідає частинкам-фрагментам ядра розмірами 4.5—0.5 см при густині 1 г/см<sup>3</sup>.

*THE POSSIBILITY OF STABLE LOCATION OF DUST GRAINS IN A COMET ATMOSPHERE, by Andrienko D. A., Mishchishina I. I. — The possibility of stable location of dust grains in a comet atmosphere with weak dust content is studied on the basis of the simulation of the hydrodynamical spherically symmetric gas flow, if Knudsen boundary layer of a comet nuclear is taken into account, at heliocentric distances from 1.6 to 3.0 a.u. We consider two types of surface sublimation, namely, a clean homogeneous surface of water ice and that covered by a porous mineral crust. With the use of the phase plane method it is shown that there are two specific points in a comet atmosphere for centimetre-sized dust particles and one of the points is a point of stable equilibrium. A relationship between this point position and dust grain sizes is found. Variations of the density and shape of grains as well as the size distribution result in initiation of a stable equilibrium zone. Its location depends on the size of a comet, distance of a comet from the Sun, and the state of the nuclear surface of a comet. For comets of size 2.5 km at 2 a.u., this zone is positioned at distances from 10 to 1000 km and corresponds to the dust grains of size from 4.5 down to 0.5 cm and of density 1 g/cm<sup>3</sup>.*

#### ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные решения задачи о движении отдельной частицы или о течении газо-пылевой смеси в атмосфере кометы, полученные в рамках различных моделей, например в [1—12], описывают движение для случая, когда частица, поднятая с поверхности ядра, впоследствии обязательно покидает комету. Анализируя безразмерное уравнение движения отдельной частицы в слабозапыленной неадиабатической атмосфере, Л. М. Шульман обратил внимание на возможность существования решений иного типа [10]. В частности, было показано, что при подходящем соотношении между параметрами кометы и параметрами частицы становится возможным зависание последней на некотором расстоянии от ядра «подобно шарик, висающему в струе фонтана». О. В. Добровольский [3] отмечал, что подъемная сила течения сублимирующего газа уменьшается с высотой быстрее, чем сила притяжения ядра, и это может создать условия для появления состояния равновесия твердой частицы на некотором расстоянии от поверхности. По его мнению, этим можно объяснить возможность накопления («баллистической кумуляции») частиц в околоядерной области кометы. Вопрос о характере равновесия, возникающего для частиц, в [3, 10] не обсуждался, но для того чтобы работал механизм их накопления в гравитационно связанное с ядром облако, необходимо, чтобы равновесие было устойчивым. Для этого недостаточно простого равенства нулю суммы действующих на нее сил, необходимо, чтобы при отклонении частицы от положения равновесия возникала сила, возвращающая ее обратно. Поэтому исследование возможности и характера равновесия является важным шагом в решении задачи о движении сравнительно крупных частиц — фрагментов поверхности ядра — в кометной атмосфере, а характер этого равновесия представляет собой ключевой вопрос механизма формирования облака баллистически кумулированных частиц.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель данной работы — изучить возможность состояния равновесия частиц в кометной атмосфере, определить условия, при которых оно возможно, исследовать тип достигаемого равновесия и выяснить, какие параметры являются при этом определяющими. Поскольку наше внимание сосредоточено на задаче о равновесии, то для снижения трудоемкости вычислений в модель кометного ядра можно ввести некоторые упрощения, которые обсуждаются ниже.

В общем виде течение газопылевой смеси в атмосфере кометы в рамках гидродинамической модели обычно описывается системой уравнений неразрывности, баланса импульса и энергии для газа и пыли с учетом их взаимодействия. Помимо обмена энергией и импульсом между газом и пылью в современных моделях учитывается взаимодействие их с электромагнитным излучением Солнца, многожидкостный характер течения, распределение пылевых частиц по размерам, химические реакции в коме, сублимация частиц и их раскол. Решение таких систем численными методами позволяет получить пространственное распределение плотности, температуры и скорости движения частиц и различных газовых составляющих атмосферы кометы. Следует отметить, что при таком подходе каждое решение однозначно определяется начальным состоянием газопылевой смеси, которое необходимо задавать на внутренней границе гидродинамической области, например на поверхности ядра [18, 23, 27] или на внешней границе кнудсеновского слоя [5]. Если потеря массы в виде твердых частиц меньше, чем в виде газа, то задача значительно упрощается [10]. В этом случае учитывают только влияние газа на пыль, а влиянием твердых частиц на газ пренебрегают. Такие атмосферы называют слабозапыленными. Наблюдения показывают, что у различных комет соотношение между пылью и газом может сильно отличаться [21—26]. В настоящей работе представлены результаты, справедливые для слабозапыленных атмосфер.

В качестве сублимирующего вещества рассмотрен водяной лед, так как обычно наибольшая активность у комет проявляется на расстояниях до 3 а. е. где процесс сублимации контролируется именно этим веществом.

Исследования, проведенные в рамках гидродинамического описания течения кометного газа, показали, что внутри сферы столкновений допустимо использование простой радиальной модели истечения вещества, особенно для родительских молекул [9]. При этом кометное ядро принималось сферическим с однородной поверхностью. Если основная составляющая сублимирующего газа вода, то радиус зоны столкновений на гелиоцентрическом расстоянии 1 а. е. составляет  $10^3$ — $10^4$  км для комет средней яркости. Решение, которое мы ищем, возможно только для достаточно крупных пылинок (точнее твердых частиц сантиметровых размеров), а значит, должно находиться в области, где плотность истекающего газа значительна. Следует ожидать, что эта область находится внутри зоны столкновений. Это оправдывает использование одномерной сферически-симметричной модели.

Динамическое моделирование атмосфер комет показало, что стационарность течения внутри сферы столкновений достигается за время, значительно меньшее кометных суток, а в слабозапыленной атмосфере новое установившееся состояние достигается еще быстрее [19, 20]. С другой стороны, длительность активных кометных процессов намного меньше времени, за которое изменяется кометная атмосфера вследствие орбитального движения. Это позволяет нам в качестве первого приближения ограничиться квазистационарным случаем.

Задача решается в одножидкостном приближении. Основанием для такого подхода служит то, что пылевые частицы в атмосфере кометы ускоряются под действием газа. Так как степень диссоциации во внутренних областях атмосферы мала, преобладающими здесь являются молекулы  $H_2O$ , которые имеют наибольшую массу. Основной импульс к частице поступает от этих молекул.

Следует отметить, что использованные упрощения приведут к тому, что результаты представленной модели будут иметь ограниченное значение.

Больше всего на снижение общности задачи влияет условие слабой запыленности, которое может привести к внутреннему противоречию и противоречию с условием квазистационарности. Процесс баллистической кумуляции со временем приводит к увеличению количества пыли, находящейся в атмосфере, даже если ее поступление из ядра кометы не увеличилось, тем самым приводя к противоречию. При увеличении количества пыли в атмосфере должен начаться процесс перестройки атмосферы, характерное время которого неизвестно, т. е. возможно нарушение квазистационарности. Тем не менее, квазистационарный случай все же дает возможность описать процесс в начале его развития, а развитый метод в последующем может быть расширен на случай запыленной и нестационарной атмосферы. Указанные противоречия могут быть ослаблены, если накопление пылинок происходит во внешней области кометной атмосферы, где связь газа и пыли очень незначительна или ее вообще нет.

Использованное в модели приближение радиальной симметрии течения газа приводит к тому, что полученные результаты наиболее точны в одном случае, когда пылинка находится на прямой комета — Солнце. Причина в том, что только в этом направлении совпадают симметрия течения газа и источников энергии. Основным механизмом поступления энергии в атмосферу кометы является диссоциация молекул воды под воздействием внешнего источника — УФ-излучения Солнца. Потери энергии вызваны высвечиванием в ИК-полосах воды и определяются параметрами газа, которые не имеют сферической симметрии. В результате даже в случае симметричного истечения вещества с поверхности ядра в дальнейшем условие радиальной симметрии течения газа будет обязательно нарушаться.

#### УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПЫЛИ

При перечисленных ограничениях расчет течения газа можно вести так, как будто пыли нет, а затем изучать движение частиц с различными параметрами в известном поле сил. Вблизи кометного ядра нужно принимать во внимание две силы — гравитационную и увлечения газом. Первая из них потенциальная и консервативная, вторую можно представить как силу трения, которая с нелинейными коэффициентами зависит от первой и второй степени относительной скорости частицы и газа.

Сила гравитационного притяжения  $F_{gr} = Gm_d M_{ком} / x^2$ , где  $G$  — гравитационная постоянная,  $m_d$ ,  $M_{ком}$  — массы частицы и ядра кометы,  $x$  — расстояние от центра ядра,  $x = R_{ком} + H$ ,  $R_{ком}$  — радиус ядра кометы,  $H$  — высота над поверхностью ядра вдоль радиуса. Сила увлечения газом для случая, когда нет конденсации, может быть записана в виде

$$F_{dg} = \pi a^2 \rho \frac{|\mathbf{u} - \mathbf{V}|(\mathbf{u} - \mathbf{V})}{2} \left[ \frac{(2s^2 + 1) \exp(-s^2)}{s^3 \sqrt{\pi}} + \frac{(4s^4 + 4s^2 - 1) \operatorname{erf}(s)}{2s^4} \right] + \pi a^2 \rho \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{V})}{3\pi} \sqrt{\frac{8kT_{рас}}{\pi m}}, \quad (1)$$

где  $s = (\mathbf{u} - \mathbf{V})/\sqrt{2kT/m}$ ,  $\operatorname{erf}(s) = 2/\sqrt{\pi} \cdot \int \exp(-x^2)dx$ ,  $a$  — размер частицы,  $\mathbf{V}$  — ее вектор скорости,  $\rho$ ,  $\mathbf{u}$  — плотность и вектор скорости газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса молекулы газа. Третий член в (1) представляет собой силу, созданную молекулами, отраженными от частицы, и записан для случая косинус-максвелловского распределения по скоростям этих молекул, температура  $T_{\text{рас}}$  которых определяется в соответствии с [10]. В этих обозначениях уравнение движения частицы запишется в виде

$$m_d \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F}_{\text{dg}} - \mathbf{F}_{\text{gr}}. \quad (2)$$

Более подробно уравнения, описывающие движение твердых частиц, приведены в приложении 2.

В формулу (1) для силы увлечения газом входят все три параметра, характеризующие течение газа, а также скорость и температура частицы, определяемые начальными условиями и течением газа до исследуемой точки. Таким образом, траектория движения частицы в атмосфере кометы полностью зависит от пространственного распределения параметров течения газа.

Одним из фундаментальных результатов, полученных при изучении атмосфер комет, является вывод о неадиабатическом характере течения газа даже при отсутствии обмена энергией между газом и пылью. В этом случае пространственный ход параметров газа определяется количеством подводимой к нему энергии, которое, в свою очередь, имеет неоднородное пространственное распределение, так как зависит от самих параметров газа. Возможные режимы неадиабатического течения изучил и описал Л. М. Шульман, он же указал на пути смены этих режимов [10].

#### УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ГАЗА

Для рассматриваемого в работе случая слабозапыленной атмосферы расчет параметров газа можно проводить на основе системы из двух безразмерных уравнений, полученных в работе [10, уравнения (III.3.46), (III.3.47)]. Сокращенное изложение подхода и сами уравнения представлены в приложении 1. Отметим, что эти уравнения получены в рамках модели, для которой: 1) единственным источником нагрева кометного газа является диссоциация родительских молекул под действием УФ-радиации Солнца; 2) оптическая толщина атмосферы равна нулю во всех диапазонах; 3) эффективность механизма нагрева одинакова по всей атмосфере, так как описана постоянным коэффициентом; 4) течение газа является одножидкостным. Последнее условие совпадает с нашим, но остальные предпосылки по современным представлениям должны быть изменены, и уравнения нужно модифицировать.

Предпосылки 1 и 3 касаются эффективности нагрева, поэтому их изменение приведет к изменению количества энергии, выделяющейся в единице объема газа. Это эквивалентно тому, что при неизменном количестве актов диссоциации изменится энергетический выход процесса, что можно учесть модификацией безразмерного параметра ввода энергии. Этот параметр, обозначенный в работе [10] литерой  $\xi$ , зависит от количества энергии, выделяющейся при одном акте диссоциации. Кроме того, если учитывать поток энергии от процессов диссоциации, идущим по нескольким каналам, необходимо изменить единицу пространственного масштаба  $L$  пропорционально изменению общего количества актов диссоциации, используя при этом энергетический выход, усредненный по всем каналам.

Предпосылка 2 означает, что, во-первых, в модели все слои кометной атмосферы освещаются одинаково и, во-вторых, все излучение, испускаемое газом, выходит наружу. Учет оптической толщи в полосах поглощения кометным газом приведет к ослаблению потока солнечного излучения внутри атмосферы, что скажется на количестве актов диссоциации в единице объема. Это значит, что единица пространственного масштаба  $L$  изменится и будет зависеть от расстояния до ядра кометы. Если атмосфера непрозрачна в полосах излучения кометного газа, то энергетический выход, приходящийся на акт диссоциации, будет изменяться в зависимости от расстояния до ядра кометы.

Рассмотрим подробнее изменения, введенные в уравнения.

1) Диссоциация родительских молекул является основным, но не единственным источником нагрева кометного газа. В соответствии с исследованиями [16, 29, 30] в формировании теплового режима кометной атмосферы заметную роль играет перенос излучения в ИК-области, что должно особенно проявляться при наличии пыли. В диапазоне 1—20 мкм у полярной молекулы воды расположено несколько сильных вращательных и колебательных переходов. При этом протекает два конкурирующих процесса. Во-первых, столкновения между молекулами приводят к их возбуждению и, если происходит высвечивание в ИК-полосах, то тепловая энергия газа теряется [30]. Во-вторых, как показали исследования Маркони и Мендиси [29], в столкновительной внутренней коме большая часть энергии вращательно-колебательного возбуждения в результате столкновений трансформируется в энергию поступательного движения за время, которое меньше, чем время жизни молекул в возбужденном состоянии, т.е. протекает обратный процесс. Суммарный эффект обмена энергией в ИК-диапазоне зависит от температуры и плотности газа и от оптической толщи атмосферы. В результате мощность энергии, потерянная единицей объема, в случае термодинамического равновесия будет представлена выражением [16]

$$Q_{\text{ИК}} = nE_0, \quad (3)$$

в котором  $E_0 = 4.4 \cdot 10^{-29} \cdot T^{3.35}$  при  $T < 52$  К и  $E_0 = 2.0 \cdot 10^{-27} \cdot T^{2.47}$  при  $T > 52$  К. Здесь  $n$ ,  $T$  — плотность и температура газа,  $Q_{\text{ИК}}$  выражена в Дж·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>.

2) Каналы фотодиссоциации молекулы воды под действием УФ-излучения и их энергетический выход  $E$  хорошо изучены [27]. Наиболее важные процессы, протекающие в кометных атмосферах, которым соответствует 94 % актов фотодиссоциации, представлены в табл. 1.

Если ограничиться этими тремя каналами, падающий поток УФ-радиации Солнца удобно разделить на три части  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  соответственно интервалам длин волн  $0.145 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.186 \text{ мкм}$ ,  $0.0984 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.145 \text{ мкм}$ ,  $0 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.0984 \text{ мкм}$ . Потоки  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  на гелиоцентрическом расстоянии 1 а. е. вне атмосферы приведены в табл. 1 в последней графе в фотонах. В этом случае перенос УФ-радиации в атмосфере кометы

Таблица 1. Основные реакции фотодиссоциации водяных паров в кометной атмосфере

Номер	Реакция	Интервал	Энерговыход	Вероятность	Поток излучения
1	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{H} + E_1$	$\lambda \leq 0.186 \text{ мкм}$	$E_1 = 1.9 \text{ эВ}$	70 %	$3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
2	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}(^1\text{D}) + E_2$	$\lambda \leq 0.145 \text{ мкм}$	$E_2 = 1.9 \text{ эВ}$	9 %	$4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
3	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H}_2\text{O}^+ + e + E_3$	$\lambda \leq 0.0984 \text{ мкм}$	$E_3 = 12.3 \text{ эВ}$	15 %	$4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

можно описать оптическими толщинами  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$ , а потоки на расстоянии  $H$  от ядра для каждого интервала определяются как  $J_i(H) = J_i \exp(-\tau_i(H))$ . Для расчета оптических толщин  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  нужно знать зависимость сечений фотодиссоциации от длины волны для каждой из реакций. Присвоим сечению  $\sigma_i^j$ , усредненному по длине волны в пределах интервала, нижний индекс по номеру интервала, а верхний — по номеру канала, тогда  $\tau_i = \sum_j \sigma_i^j \int_H^\infty n(s) ds$ , где  $s$  — направление падения излучения Солнца. Сечения имеют следующие значения [27]:  $\sigma_1^1 = 2.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_2^1 = 2.9 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_3^1 = 2.9 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_1^2 = 0$ ,  $\sigma_2^2 = 2.4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_3^2 = 1.0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_1^3 = \sigma_2^3 = 0$ ,  $\sigma_3^3 = 8.4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ . При таком подходе влияние оптической толщины атмосферы кометы в трех перечисленных УФ-интервалах определяется изменением падающего потока пропорционально  $\exp(-\tau_i(H))$ . Уравнение переноса, соответствующее изложенному, представлено в приложении 3.

Для учета оптической толщины атмосферы в ИК-диапазоне нужно энергию, излучаемую газом, помножить на  $\exp(-\tau_{\text{ИК}}(H))$ , где  $\tau_{\text{ИК}}(H)$  — оптическая толщина, усредненная по длинам волн в полосе излучения, для ее вычисления используются усредненные сечения поглощения, которые для различных полос можно найти в работе [29]. Однако решение уравнения переноса ИК-излучения не проводилось, так как в рамках одномерной модели затруднительно строго рассмотреть то, что излучение молекулами воды равновероятно по всем направлениям, а поглощение, кроме радиальной координаты, определяется направлением. Учет этого в работе был проведен феноменологически.

3) В результате распада молекул излишек энергии достается продуктам диссоциации. Эффективность механизма нагрева газа определяется скоростью термализации продуктов диссоциации. Для первого канала, по которому проходит большинство реакций, излишек энергии в основном переходит к атому водорода, механизм термализации которого — упругие столкновения. Из-за того что масса водорода мала по сравнению с массой молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ , в одном акте столкновения к ней переходит не больше 20 % кинетической энергии водорода. В результате размер зоны диссоциативного нагрева заметно изменяется. Для учета этого эффекта мощность источника реакций первого канала, в соответствии с [18], в первом приближении нужно умножить на  $\exp(r/r_H)$ , где  $r_H = 0.2\alpha Q_{\text{ком}} / (4\pi u \ln 20)$ ,  $Q_{\text{ком}}$  — газопроизводительность кометы,  $\alpha$  — параметр.

Суммируя рассмотренные выше изменения, можно написать следующее выражение для количества подведенной к газу энергии, приходящейся на один акт диссоциации:

$$E = (E_{\text{дис}} - E_{\text{ИК}}) / N_{\text{дис}},$$

$$E_{\text{дис}} = N^{(1)} E_1 \exp(r/r_H) + N^{(2)} E_2 + N^{(3)} E_3. \quad (4)$$

Количество актов диссоциации за секунду, приходящихся на одну молекулу газа, равно

$$N_{\text{дис}} = N^{(1)} + N^{(2)} + N^{(3)}, \quad (5)$$

где

$$N^{(j)} = \sum_i \sigma_i^j J_i \exp(-\tau_i(H)),$$

а

$$E_{\text{ИК}} = E_{\text{эм}} \exp(-\tau_{\text{ИК}}(H)). \quad (6)$$

После модификации уравнения (П10) и (П11), описывающие течение газа, выражения для единицы пространственного масштаба  $L = u_0/N_{\text{дис}}$  и безразмерного параметра ввода энергии  $\xi = E(\gamma_0 - 1)/\gamma_0$  останутся прежними, но величины  $N_{\text{дис}}$  и  $E$  следует определять по формулам (4)—(6).

#### ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ГАЗА

Корректному заданию граничных значений параметров газа следует уделить особое внимание. Проблема заключается в том, что гидродинамическое описание справедливо только для случая, когда газ является равновесным. Но даже в процессе стационарной сублимации однокомпонентного вещества с идеально гладкой плоской поверхностью образуется газ в неравновесном состоянии. В процессе столкновений между сублимировавшими молекулами первоначально неравновесная функция распределения на некотором расстоянии от поверхности может максвеллизироваться (с определенной степенью точности), при этом становится правомерным использование макропараметров для описания состояния газа. Слой, в котором происходит максвеллизация функции распределения, называется кнудсеновским. Проблема вычисления параметров газа на внешней границе кнудсеновского слоя впервые поставлена Л. М. Шульманом, слой выделен как «пристеночный слой кометного ядра», и отмечено, что решение задачи о корректном определении граничных условий возможно только на основе молекулярно-кинетической теории [10].

В настоящее время реализовано два подхода к определению граничных условий для параметров газодинамической задачи. Первый из них позволяет аналитически соотнести между собой параметры на внутренней границе пристеночного слоя (они считаются известными) и на внешней, которые определяются. Аналитические количественные оценки для кнудсеновского слоя были получены в работах [2, 13]. Затем Крифо [14] расширил модель на вычисление макропараметров газового потока молекул воды на внешней границе кнудсеновского слоя кометной атмосферы в предположении, что число Маха является свободным параметром. Эти результаты получены для стационарной сублимации однокомпонентного газа с однородной плоской поверхности.

Второй подход заключается в численном моделировании течения разреженного газа на основе различных вычисленных алгоритмов. Он позволяет определить не только значение скачка параметров, но и структуру приповерхностного слоя. Впервые численное моделирование кнудсеновского слоя с такими же ограничениями, которые приняты в аналитических работах, осуществлено в 1989 г. [12]. Затем была сделана попытка расширить метод на случай истечения газопылевой смеси [5], а также были проведены расчеты для сублимации сквозь пористую мантию [7].

Следует отметить, что оба подхода реализованы с некоторыми ограничениями. Допущение о плоской поверхности сублимации является справедливым только на гелиоцентрических расстояниях до 3 а. е. Дальше этого расстояния толщина пристеночного слоя по оценкам длины свободного пробега уже не может быть принята меньше размера ядра. Серьезное затруднение состоит в том, что окончательно не решен принципиальный вопрос о значении числа Маха на внешней границе кинетического слоя [8]. При аналитическом подходе его значение является дополнительным модельным допущением или свободным параметром задачи и обуславливается требованиями, возникающими при решении внешней газодинамической задачи. Значение местного числа Маха на выходе из кнудсеновского слоя принималось равным единице [2] или находилось в диапазоне 1—1.2 [14].



Таблица 2. Значения скачка параметров в кинетическом слое кометы

М	$n_0/n_s$	$T_0/T_s$	Обратный поток	Состояние поверхности	Литературный источник
1.15	0.34	0.56	12—14 %	свободная	[12]
1.05—1.15	0.32	0.56	16 %	свободная	[5]
1.05—1.15	0.35	0.60	14 %	свободная	[8]
> 1.0	0.5	0.72	—	пористая кора, $l/s = 3$	[8]

При численном подходе значение числа Маха определяется в результате расчета, что является достоинством подхода, но при этом возможно накопление ошибок до 10 %, связанных с недостаточной точностью численного моделирования [8].

Результаты исследований скачка параметров в кинетическом слое для случая стационарной однородной сублимации одноатомного газа, полученные на основе аналитических моделей, приведены в работе [8].

В табл. 2 дана сводка результатов по данным численных моделей,  $l/s$  — отношение длины канала к его радиусу.

Основное отличие между результатами аналитических и вычислительных моделей состоит в значении скачка температуры  $T_0/T_s$ , который в аналитических работах достигает 0.8 [2]. Это отличие сохраняется и в случае, если показатель адиабаты равен  $5/3$ , хотя для воды он ближе к  $4/3$ . Заметной является также разница обратных потоков молекул: 25 % [14], 12—14 % [12], 18 % [2]. Для скачка плотности в пристеночном слое все модели в случае сублимации с открытой поверхности дают близкие значения.

Локальное число Маха на границе слоя по численным моделям всегда больше единицы, в аналитических подходах оно принималось равным единице. Авторы модели [8] указывают, что на данном этапе исследований нельзя определенно решить, связаны ли эти расхождения только с недостаточной точностью вычислений. Однако, если принять оценку погрешности 10 %, то значение  $M = 1.05...1.15$ , полученное в численных моделях, можно редуцировать к единице. Такое значение было постулировано в [2] и кажется нам наиболее приемлемым и согласующимся с представлениями, развитыми в газодинамических задачах о течении незапыленного газа [2, 19].

#### ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

В соответствии с описанным выше подходом на первом этапе было рассчитано течение газа для незапыленной атмосферы. Из наблюдений следует, что максимум вспышечной активности комет приходится на гелиоцентрические расстояния, превышающие 1 а. е. [1], поэтому расчеты были проведены для расстояний  $R_h = 1.6, 2.0, 3.0$  а. е., а представленные в работе результаты относятся к  $R_h = 2$  а. е. Ядро кометы было принято сферическим, состоящим из водяного льда плотностью  $1 \text{ г/см}^3$ , радиусом  $R_k = 2.5$  км. Рассматривались два случая: ядро со свободной поверхностью и с поверхностью сублимации, покрытой тонким однородным пористым слоем нелетучих составляющих (корой), наличие которого приводит к ослаблению потока сублимирующего газа и изменению его характеристик [7, 11]. Пространственное распределение макропараметров газа в пристеночном слое будет разным для этих двух случаев, и будут разными значения скачков параметров [8]. Это было учтено соответствующим выбором параметров: температура ледяной поверхности, с которой происходит сублимация, равна  $T_s =$

= 185 К; температура поверхности пористого слоя, к которой стремится температура газа при выходе из слоя,  $T_k = 215$  К; коэффициент ослабления корой потока сублимирующего газа  $k_z = 0.2$ ; скачок температуры и плотности в пристеночном слое  $\Delta T = 0.9$ ,  $\Delta \rho = 0.33$  для сублимации из-под коры ( $l/s = 3$ ) и  $\Delta T = 0.8$ ,  $\Delta \rho = 0.31$  — со свободной поверхности. Значения  $k_z$ ,  $T_k$  и  $\Delta \rho$  получены на основе результатов [8]. На внешней границе пристеночного слоя значение  $M$  принято равным единице. При таком значении обратный поток газа составляет около 20 % от исходного, который на свободной поверхности равен  $Z = 1.5 \cdot 10^{-6}$  г·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, а на покрытой корой —  $Z = 3.34 \cdot 10^{-7}$  г·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. Оценки толщины пристеночного слоя по длине свободного пробега составляют 120 см и 500 см, а оценки радиуса зоны столкновения молекул воды — 2900 км и 660 км. Соответствующие этим оценкам начальные условия для течения газа на выходе из кнудсеновского слоя следующие:  $V_g^0 = 302$  м/с,  $T_g^0 = 148$  К,  $\rho_g^0 = 4.98 \cdot 10^{-11}$  г/см<sup>3</sup> в случае свободной поверхности и  $V_g^0 = 345$  м/с,  $T_g^0 = 193.5$  К,  $\rho_g^0 = 9.69 \cdot 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup> — в случае поверхности, покрытой корой.

Процедура расчета течения кометного газа заключалась в следующем. По уравнениям [10] с учетом введенных изменений в приближении нулевой оптической толщины в УФ-полосах и в ИК-диапазоне рассчитывались безразмерные параметры — местное число Маха и степень ионизации. Использовалась дифференциальная схема с автоматическим выбором шага, сочетающая одношаговый метод Рунге—Кутты и многошаговый метод прогноза-коррекции. Температура, скорость и плотность газа определялись на основе полученного решения по формулам [10]. По распределению плотности были рассчитаны оптические толщи атмосферы кометы в зависимости от расстояния до ядра. Следующим этапом было решение системы уравнений по той же вычислительной схеме, но с полученными на предыдущем шаге оптическими толщинами. Новые их значения отличаются от предыдущих, однако повторение процедуры приводит к тому, что процесс довольно быстро сходится к одному значению. Количество итераций зависит от параметров атмосферы и требуемой точности. Результаты расчета течения газа по описанной схеме приведены на рис. 1 в виде радиальных зависимостей его размерных параметров, а также числа Маха, количества актов диссоциации и безразмерного параметра подвода энергии. Распределения на рис. 1 в целом хорошо согласуются с результатами предыдущих исследований применительно подобной модели [18, 29].

После того как получено распределение параметров в атмосфере кометы, становится полностью определенным поле сил, действующих на пыле-

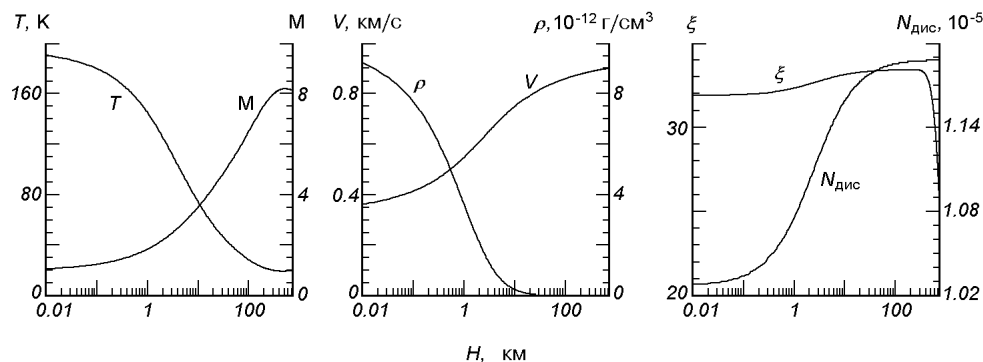


Рис. 1. Распределение параметров течения газа в атмосфере кометы: числа Маха  $M$ , температуры  $T$ , плотности  $\rho$ , скорости  $V$ , безразмерного параметра подвода энергии  $\xi$  и количества актов диссоциации  $N_{\text{дис}}$

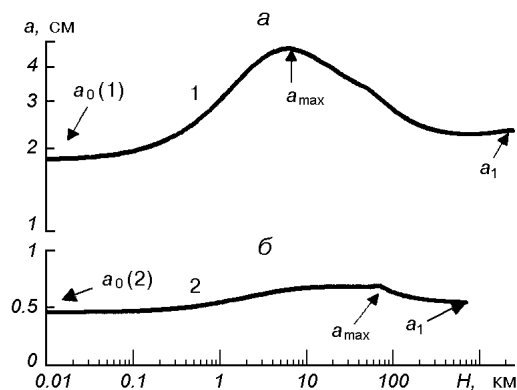


Рис. 2. Зависимость от расстояния размера частиц, для которых возможно равновесие при нулевой скорости:  $a$  — ядро со свободной поверхностью,  $b$  — покрытое корой

вую частицу. Для зависания частицы, движущейся в направлении на Солнце в атмосфере кометы, необходимо равенство нулю суммарной силы  $F_{dg} - F_{gr}$ , действующей на нее в области отрицательной полной энергии. Исходя из этого условия, можно рассчитать зависимость от расстояния до ядра размера частиц, которые могут находиться в равновесии, она представлена на рис. 2. Видно, что в кометных атмосферах можно выделить две области, соответствующие двум ветвям зависимости. В первой области размер частиц увеличивается от значения  $a_0$  на внешней границе пристеночного слоя до значения  $a_{max}$ , а во второй — монотонно уменьшается, асимптотически приближаясь к значению  $a_1 > a_0$ .

Спадающей ветви рис. 2 соответствует случай, когда суммарная сила, действующая на частицу, при переходе через точку равновесия изменяет знак с положительного на отрицательный (если в качестве положительного принято направление от ядра кометы), и именно эта ветвь соответствует устойчивому равновесию. Легко убедиться, что в этом случае сила, возникающая при отклонении частицы от положения равновесия, всегда возвращает ее обратно. Между тем, как следует из наличия ветви роста на рис. 2, условие равенства сил может выполняться и при обратной зависимости суммарной силы от расстояния, так что реализуется и неустойчивое равновесие частицы, при этом любое смещение приведет либо к движению в сторону ядра, либо наружу атмосферы. В общем случае при движении в атмосфере с неадиабатическим течением газа траектория движения пылевой частицы может иметь участки как с положительным, так и с отрицательным ускорением. При этом могут осуществляться сложные траектории движения частиц, уходящих из комы кометы, падающих на ядро и зависающих на некотором расстоянии от ядра. Возможен вариант, когда частица будет двигаться с малой, практически нулевой скоростью, что обеспечит ей длительное время пребывания в атмосфере даже при отсутствии устойчивого равновесия. В этой ситуации поиск условий, при которых частица осуществит определенную траекторию, методом прямого расчета при различных значениях начальных параметров представляет собой трудную задачу даже без учета вычислительных сложностей, связанных с накоплением ошибок для некоторых типов движений.

Между тем, для исследования движений в нелинейных системах развиты различные качественные и количественные методы. В работе был применен метод фазовой плоскости, который дает общую картину движений в системе и позволяет выделить ее наиболее характерные свойства, а именно, разделить области с различными типами движений и определить особые точки, которые являются точками равновесия [6]. Вид фазовых

траекторий вблизи этих точек однозначно указывает на тип равновесия и характер движений. Таким образом, фазовый портрет системы демонстрирует всю совокупность движений, возможных в ней. Для его построения был использован метод изоклин — линий равного наклона интегральных кривых уравнения движения. Ввиду автономности системы уравнения изоклин имеют вид  $(F_{dg} - F_{gr}) / (m_d V) = N$ , где  $N$  — константа. Поскольку оно нелинейное, то изоклины были получены численным решением. Более полное уравнение изоклины можно найти в приложении 2.

**РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ**

Зависимости, представленные на рис. 2, позволяют сделать вывод, что характер движения твердой частицы, а значит и система изоклин, будут определяться ее размером. В соответствии с этим были выделены следующие типы пылевых частиц. Тип А — размер частиц менее  $a_0$ , движение не имеет

Рис. 3. Зависимость от размера скоростей частиц  $V_{0ф}$  на внешней границе пристеночного слоя: 1 — ядро со свободной поверхностью, 2 — покрытое корой

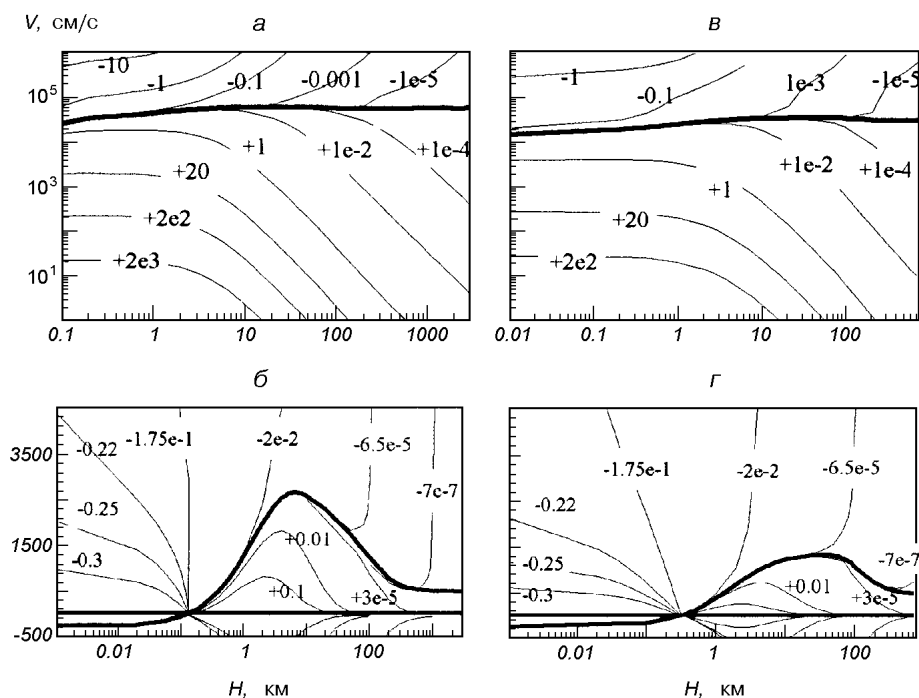
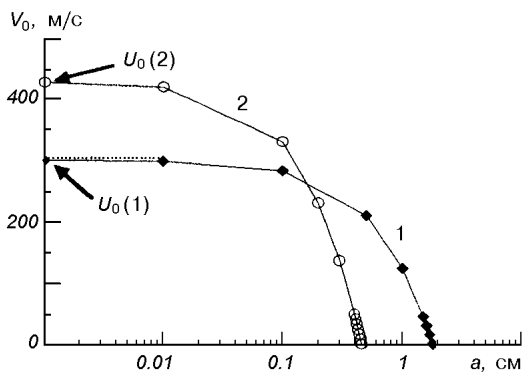


Рис. 4. Системы изоклин для пылинок типа А (а, в — размер 0.25 см) и типа Б (б, г — размеры 0.5 и 2 см), соответствующие ядру со свободной поверхностью (а, б) и с корой (в, г). Числа у кривых — значения  $N$  в см/с на 1 км

особых точек (рис. 4, а, в). Для этих частиц равновесие невозможно. Их ускорение положительно, если скорость меньше значения  $V_0$ , определяемого изоклиной «0». При скоростях, больших  $V_0$ , происходит торможение. Значения  $V_0$  на внешней границе пристеночного слоя в зависимости от размера представлены на рис. 3. Для частиц, размер которых менее 0.01 см в случае ядра с корой и менее 0.1 см со свободной поверхностью,  $V_0$  практически совпадает с соответствующей начальной скоростью течения газа  $U_0$ , поэтому их движение контролируется в основном течением газа.

Траектории частиц размерами в интервале между  $a_0$  и  $a_1$  (тип Б) характеризуются наличием одной особой точки типа «седло» (рис. 4, б, г), показывающей неустойчивое равновесие. Чтобы преодолеть ее, фрагменты (крупные частицы) должны иметь запас кинетической энергии, так как их движение начинается в зоне торможения с отрицательными изоклинами. Переходя нулевую изоклину, где скорости меньше начальной, они ускоряются в области с положительными изоклинами, из которой выходят в зону слабого торможения на больших расстояниях. При недостаточной начальной скорости ( $V_0 < V_{кр}$ ) частицы возвращаются к ядру. Если начальная скорость достаточно велика, траектория может пройти выше нулевой изоклины, и частица будет двигаться с торможением в области, не ограниченной расстоянием. Траектории частиц типа Б необходимо рассчитывать с учетом как гравитационной силы, так и силы увлечения газом.

Рис. 5 представляет пример фазового портрета движений частиц типа В, к которому относятся частицы размерами в интервале от  $a_1$  до  $a_{max}$ , где рис. 5, а соответствует свободной поверхности ядра ( $a = 3.25$  см), а рис. 5, б — поверхности с корой ( $a = 0.6$  см). Выделенные линии представляют собой нулевую изоклину и изоклину «inf». Последняя совпадает с осью абсцисс и разделяет движения от ядра и к ядру, через нее возможен переход частиц из одной области движения в другую. Пересечение нулевой изоклины с осью абсцисс образует две особые точки, положение их определяется значениями размеров пылинок на кривой рис. 2. Из фазового портрета на рис. 5 следует, что частицы типа В могут иметь траектории, принципиально отличные от траекторий рассмотренных выше типов А и Б.

Так же, как для типа Б, движение частиц типа В начинается в области отрицательных изоклин, простирающейся от верхней границы пристеночного слоя до первой особой точки (ОТ1), которая характеризует неустойчивое равновесие и имеет тип «седло». В этой области происходит торможение пылевых частиц с любыми скоростями. При малых начальных скоростях торможение сильнее. В случае, если начальная скорость  $V_0 < V_{кр}$ , частицы, переходя изоклину «inf», изменяют направление движения и возвращаются к ядру. При  $V_0 > V_{кр}$  они пересекают изоклину «0» и попадают в область ускорения под ней, которая простирается до второй особой точки (ОТ2). Размеры этой области зависят от радиуса пылевой частицы, они больше для малых частиц, которые в результате ускоряются сильнее крупных.

Вторая особая точка имеет тип «фокус», она указывает на возможность осуществления устойчивого равновесия твердых частиц, и поэтому представляет особый интерес. Если частица после выхода из зоны ускорения имеет достаточную скорость, то она уйдет из кометной комы, хотя ее ускорение будет отрицательным. Если же частица, проходя через ОТ2, имеет скорость меньше некоторого значения (зависящего от размера частицы), то она попадет в зону относительно сильного торможения, которое может привести к ее остановке и повороту в сторону ядра. При движении к ядру отрицательная скорость частицы сначала увеличивается, затем после перехода через нулевую изоклину уменьшается, и частица снова может

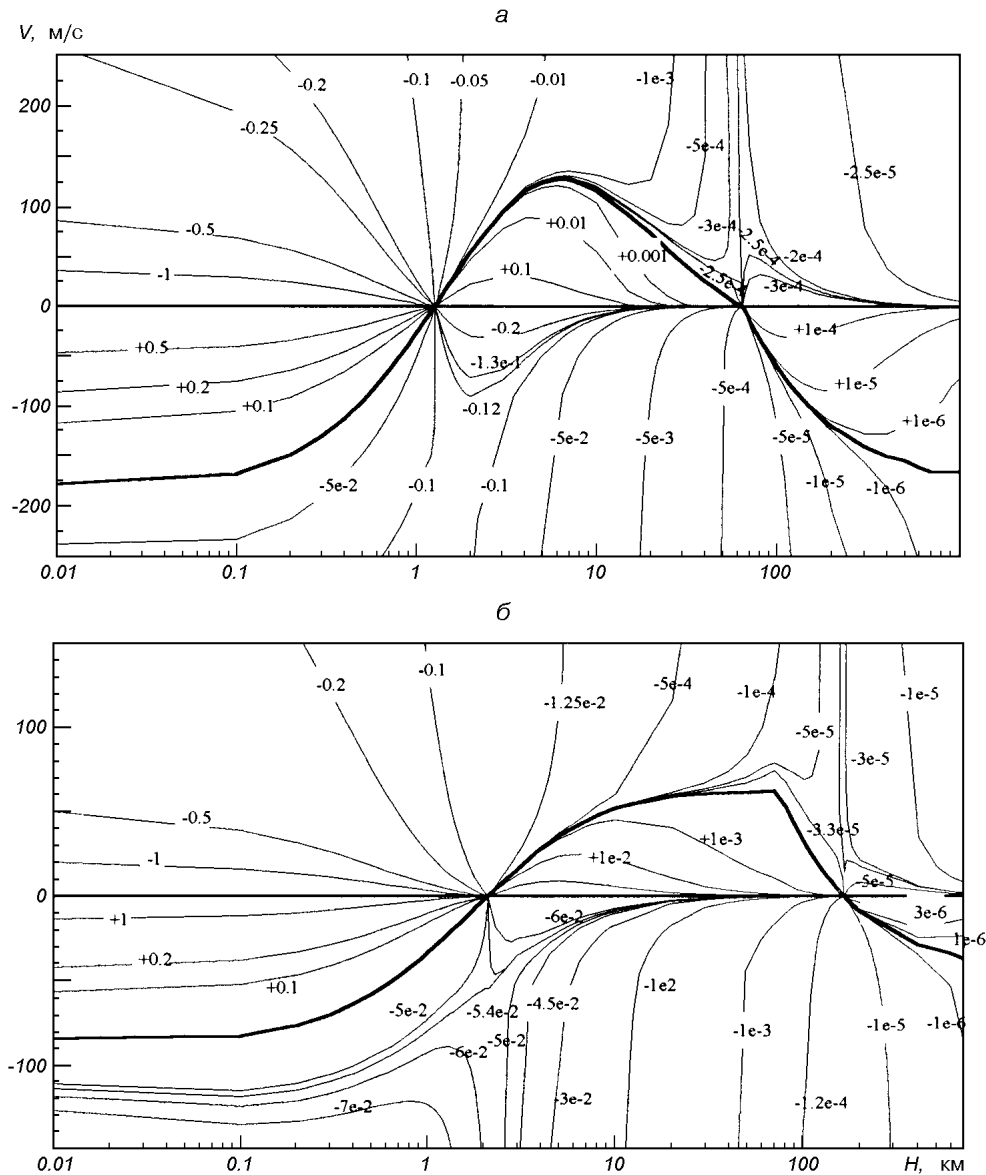


Рис. 5. Система изоклин для частиц типа В; а — ядро со свободной поверхностью, размер частицы 3.25 см, б — поверхность покрыта пористой корой, размер частицы 0.6 см

изменить направление движения на положительное. Таким образом, частица начнет колебаться вокруг точки равновесия ОТ2, причем амплитуда ее колебаний будет уменьшаться. На затухание колебаний однозначно указывает расположение изоклин в зоне между особыми точками. Во-первых, нарушена симметрия изоклин с одинаковыми значениями  $N$  по разные стороны оси абсцисс, что вызвано разницей в движении за или против течения газа. Во-вторых, протяженность зоны ускорения при положительных скоростях всегда меньше протяженности зоны торможения при отрицательных, поскольку изоклина «0» сильно наклонена в окрестности ОТ2. Таким образом, частица, начинающая движение с нулевой скоростью в зоне между особыми точками (в том числе и в ОТ1), окажется покоящейся в устойчивом фокусе, а траектория частицы, начинающей движение с положительной скоростью, будет определяться значением скорости. Частицы,

входящие в эту область с положительной скоростью, которая не может быть компенсирована асимметрией между торможением и ускорением, не затормозятся до нулевой скорости перед ОТ1 при движении к ядру. Они начинают обратное движение на больших расстояниях от ядра (дальше ОТ2), с отрицательной скоростью переходят нулевую изоклину в зоне ОТ1 и падают на ядро.

Частицы размерами больше  $a_{\max}$  могут двигаться только с торможением и, если их начальная скорость меньше скорости убегания, возвращаются к ядру.

## ВЫВОДЫ

Исследование движений пылевых частиц в слабозапыленной атмосфере кометы методом фазовой плоскости позволяет классифицировать частицы кометных атмосфер на типы по характеру их движения. Параметрами, полностью определяющими траекторию твердой частицы постоянной массы, являются ее размер и начальная скорость. В зависимости от фазового портрета, который определяется размером частицы, было выделено четыре типа частиц.

Движение частиц типов А и Б хорошо соответствует представлениям, сложившимся в кометной физике. По своему поведению частицы обоих типов подобны тем, что после ускорения во внутренних областях кометной атмосферы они движутся практически с постоянной скоростью во внешних областях, где изоклины показывают малые ускорения. Торможение вблизи ядра (размер зоны порядка радиуса), которое имеет место для частиц типа Б, существенного влияния на траектории частиц этого типа во внешних частях атмосферы не оказывает. Однако здесь отсеиваются частицы с начальной скоростью, недостаточной для преодоления ОТ1, которые выпадают назад на ядро кометы, что также соответствует принятым представлениям [31].

Существенно отличные движения могут иметь частицы типа В. Анализируя поведение системы изоклин этого типа, можно выделить различные траектории их движения. Многие из них совпадают с реализованными в рамках предыдущих типов частиц: падение на ядро после подъема на небольшую высоту, уход из атмосферы после ускорения в ограниченной или неограниченной зоне, уход из атмосферы при непрерывном торможении. Особенностью динамики частиц типа В является наличие устойчивой особой точки, что приводит к появлению двух видов траекторий, не присущих другим типам. Если частица проходит ОТ2 с достаточно малой скоростью, то ее движение может приобрести характер затухающих колебаний вокруг этой точки с последующей остановкой. Обязательно окажутся вовлеченными в колебательные движения частицы, появившиеся с нулевой скоростью в зоне между особыми точками. Вторая возможность заключается в том, что частица упадет на ядро после поворота на большом расстоянии за ОТ2. Время пребывания в атмосфере кометы таких падающих частиц может быть довольно значительным — порядка нескольких часов.

Расстояние ОТ2 от ядра при фиксированной плотности и форме частицы определяется ее размером (на рис. 2 принята плотность сферических частиц  $1 \text{ г/см}^3$ ). Каждому сорту частицы в зависимости от плотности, формы и структуры поверхности будет соответствовать свое положение особой точки, так как этими параметрами определяется эффективность ее взаимодействия с газовым потоком и ядром. Совокупность особых точек образует зону, размеры и положение которой будут зависеть от физических параметров твердых частиц, а также от структуры поверхности ядра.

Приведенные в работе результаты, как мы отмечали, относятся к гелиоцентрическому расстоянию 2 а. е. Расчеты атмосфер для 1.6 а. е. и 3.0 а. е. показывают, что общая картина движения пылевых частиц остается неизменной, фазовый портрет демонстрирует для крупных частиц типа В наличие двух особых точек, одна из которых соответствует устойчивому равновесию. Диапазон размеров частиц типа В и положение зоны особых точек зависит от гелиоцентрического расстояния кометы, размера и состояния поверхности ее ядра. Устойчивый характер ОТ2 позволяет сделать вывод, что в зоне совокупности этих особых точек может происходить накопление частиц, образующих облако возле ядра.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

В монографии [10] для изучения стационарного радиального неадиабатического течения газа в околоядерной области кометы предложена система уравнений, полученная на основе законов сохранения вещества, импульса и энергии:

$$r^2 \rho u = R_{\text{КОМ}}^2 \rho_k u_k, \quad (\text{П1})$$

$$dP + \rho u du = 0, \quad (\text{П2})$$

$$dQ = c_v dT + Pd(1/\rho), \quad (\text{П3})$$

где  $P$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $T$  — давление, плотность, скорость и температура газа,  $\rho_k$ ,  $u_k$ ,  $T_k$  — начальные значения параметров,  $c_v$  — теплоемкость при постоянном объеме,  $R_{\text{КОМ}}$  — радиус кометного ядра,  $r = R_{\text{КОМ}} + H$  — кометоцентрическое расстояние,  $H$  — расстояние от поверхности. Необходимая для замыкания этой системы величина  $dQ$  — подвод (или отток) энергии к газу — выражена через остальные газодинамические величины для случая, когда источником поступления энергии являются реакции фотодиссоциации кометного газа, которые, по мнению автора, должны являться основными для разогрева кометных атмосфер.

Отметим, что выражение для  $dQ$  получено путем обобщенного описания процесса диссоциации и механизма передачи части его энергии газу. Именно это обстоятельство позволяет в рамках модели проводить уточнения и модификации источников энергии. Характеристиками процесса диссоциации, кроме энергии диссоциации  $D$ , выступают коэффициенты: усредненное по спектру сечение  $\sigma$  диссоциации, доля  $\alpha$  энергии, истраченная на диссоциацию, и отношение  $\bar{\alpha}$  энергии, перешедшей во внутреннюю энергию газа, к поглощенной. В этих величинах выражения для числа актов диссоциации в единице объема за единицу времени и энергетического выхода вследствие диссоциации имеют вид

$$n_0 \alpha \sigma q / D, \quad (\text{П4})$$

$$n_0 \bar{\alpha} \sigma q, \quad (\text{П5})$$

где  $n_0$  — числовая плотность родительских молекул с массой  $m_0$ ,

$$q = \int_0^{\infty} H_\nu d\nu \quad (\text{П6})$$

— полный поток солнечной энергии,  $H_\nu$  — спектральная плотность потока.



В качестве независимых переменных автором выбраны число Маха  $M$  и степень диссоциации газа, определенная как  $x = n_1 / (n_0 + n_1)$ . Здесь  $n_1$  — числовая плотность ионов, образованных из материнских молекул. В процессе преобразований показано, что течение с переменной степенью диссоциации является течением с переменным показателем адиабаты  $\gamma$ :

$$\gamma = \gamma_0(1 + \beta'x)/(1 + \beta x), \quad (\text{П7})$$

где

$$\beta = (3 + i_1 + i_2 - i_0)/(3 + i_0),$$

$$\beta' = (5 + i_1 + i_2 - i_0)/(5 + i_0),$$

а  $i_0, i_1, i_2$  — количество внутренних степеней свободы материнской молекулы и продуктов ее диссоциации,  $\gamma_0$  — показатель адиабаты газа из материнских молекул.

Для степени диссоциации и энергии, подведенной к газу, получены уравнения

$$\frac{dx}{dr} = \frac{\alpha\sigma q}{D} \frac{(1-x)}{u}, \quad (\text{П8})$$

$$\frac{dQ}{dr} = \frac{\bar{\alpha}\sigma q}{m_0} \frac{(1-x)}{u}. \quad (\text{П9})$$

Преобразование этих уравнений совместно с системой (П1)—(П3) и уравнением  $P = (n_0 + 2n_1)kT$  приводит к следующей безразмерной системе двух дифференциальных уравнений, которые описывают одножидкостное течение газа с диссоциативным нагревом:

$$\frac{dx}{d\bar{r}} = \frac{(1-x)}{\bar{u}}, \quad (\text{П10})$$

$$\frac{d \ln M^2}{d \ln \bar{r}} = \frac{1 + \gamma_0 \frac{1 + \beta'x}{1 + \beta x} M^2}{1 - M^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\xi \bar{r}}{M_0^2} \frac{(1-x^2)}{(1+\beta x)} \frac{M^2}{\bar{u}^3} - \frac{(\beta' - 1)(1-x)}{(1+\beta'x)(1+x)} \frac{\bar{r}}{\bar{u}} - 2 \right\} - \frac{(\beta' - \beta)(1-x)}{(1+\beta'x)(1+\beta x)} \frac{\bar{r}}{\bar{u}} - 2, \quad (\text{П11})$$

в которой безразмерная скорость течения  $\bar{u}$  и безразмерное расстояние  $\bar{r}$  определены следующим образом:

$$\bar{u} = \left\{ \frac{M^2 (1+x)}{M_0^2 (1+\beta x)} \frac{1 + \frac{(\gamma_0 - 1)}{2} M_0^2 + \frac{(\gamma_0 - 1)}{\gamma_0} \frac{\bar{\alpha} D}{\alpha k T_0} x}{1 + \frac{(\gamma_0 - 1)}{2} \frac{(1+x)}{(1+\beta x)} M^2} \right\}^{1/2}, \quad (\text{П12})$$

$$\bar{r} = r/L, \quad (\text{П13})$$

$$L = \frac{u_0 D}{\alpha \sigma q},$$

а безразмерный параметр  $\xi$ , определяющий влияние диссоциативного нагрева, описывается соотношением

$$\xi = \frac{(\gamma_0 - 1)}{\gamma_0} \frac{\bar{\alpha} D}{\alpha k T_0}. \quad (\text{П14})$$

## 2. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДОЙ ЧАСТИЦЫ

Рассматривая движение твердой частицы постоянной массы в околоядерной области кометной атмосферы, можно пренебрегать лучевым давлением и приливными силами Солнца и считать, что движение происходит под действием двух сил: гравитационной силы ядра и силы увлечения газом. Поскольку в рассматриваемой области длина свободного пробега молекул газа намного больше размера пылевых частиц, коэффициент увлечения пылинки газом может быть рассчитан в свободномолекулярном приближении. Наиболее полно для разных вариантов распределения молекул, отраженных от частицы, он рассмотрен в [10]. Мы принимаем, что имеет место косинусное угловое рассеяние с максвелловским распределением по скоростям. В этом случае в соответствии с [10] вероятность отскока молекулы от поверхности будет представлена выражением

$$W = \frac{4}{3} \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^2 v_{\text{рас}} \exp\left(-\frac{mv_{\text{рас}}^2}{2kT}\right) (\sin\theta - \theta\cos\theta), \quad (\text{П15})$$

средняя скорость отраженных молекул —

$$\langle v_{\text{рас}} \rangle = -\frac{1}{3} \pi \sqrt{\frac{8kT_{\text{рас}}}{\pi m}} \frac{v_f}{v_f}, \quad (\text{П16})$$

а созданная ими сила —

$$F_{\text{рас}} = \pi a^2 m n (\mathbf{u} - \mathbf{V}) \langle v_{\text{рас}} \rangle, \quad (\text{П17})$$

где  $\theta$  — угол отклонения,  $v_{\text{рас}}$  — скорость отраженных молекул,  $v_f$  — скорость падающих молекул,  $\mathbf{V}$  — скорость частицы,  $T_{\text{рас}}$  — температура отраженных молекул, для ее определения в [10] получено выражение  $T_{\text{рас}} = \bar{a}T_d + (1 - \bar{a})T_p$  где  $T_p$  — температура восстановления, и  $\bar{a}$  — коэффициент аккомодации энергии (при многократном отражении на шероховатой поверхности, что соответствует нашему случаю, он стремится к единице),  $T_d$  — температура частицы.

Сила, созданная падающими молекулами, равна

$$F_f = \pi a^2 m n \frac{1}{2} (\mathbf{u} - \mathbf{V}) |\mathbf{u} - \mathbf{V}| \left[ \frac{2s^2 + 1}{s^3 \sqrt{\pi}} \exp(-s^2) + \frac{4s^4 + 4s^2 - 1}{2s^4} \text{erf}(s) \right]. \quad (\text{П18})$$

Уравнение движения имеет вид

$$m_d \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \pi a^2 \rho \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{V}) |\mathbf{u} - \mathbf{V}|}{2} C_d + \pi a^2 \rho \frac{1}{3} \pi \sqrt{\frac{8kT_{\text{рас}}}{\pi m}} (\mathbf{u} - \mathbf{V}) - \frac{Gm_d M_{\text{ком}}}{(R_{\text{ком}} + H)^2} \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (\text{П19})$$

где  $m_d$  и  $M_{\text{ком}}$  — массы пылевой частицы и кометного ядра,  $\rho_d$  и  $\rho_{\text{ком}}$  — их плотности,  $m$  и  $n$  — масса и концентрация молекул,

$$C_d = (2s^2 + 1) \frac{\exp(-s^2)}{s^3 \sqrt{\pi}} + \frac{(4s^4 + 4s^2 - 1)}{2s^4} \text{erf}(s), \quad (\text{П20})$$

$$\text{erf}(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s \exp(-\xi^2) d\xi, \quad s = \frac{|\mathbf{u} - \mathbf{V}|}{\sqrt{2kT/m}} \quad (\text{П21})$$

Уравнение изоклины, как линии равного наклона интегральных кривых, в фазовом пространстве имеет вид

$$\frac{dV}{dr} = N, \quad (\text{П22})$$

где  $N$  — любая константа.

Для приведенного выше уравнения движения (П19) уравнение изоклины может быть получено после использования преобразования  $\frac{d}{dt} = \frac{d}{dr} \frac{dr}{dt}$  с учетом того, что  $\frac{dr}{dt} = V$ . Оно имеет вид

$$\left[ \pi a^2 \rho \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{V}) |\mathbf{u} - \mathbf{V}|}{2} C_d + \pi a^2 \rho \frac{1}{3} \pi \sqrt{\frac{8kt_{\text{рас}}}{\pi m}} (\mathbf{u} - \mathbf{V}) - \frac{Gm_d M_{\text{КОМ}}}{(R_{\text{КОМ}} + H)^2} \right] \frac{1}{m_d V} = N. \quad (\text{П23})$$

При известных параметрах, определяющих течение газа, это нелинейное уравнение для каждого расстояния  $r$  позволяет определить скорость частицы, удовлетворяющую условию (П22). Для решения методом последовательных приближений уравнение (П23) лучше представить в виде

$$\left[ \pi a^2 \rho \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{V}) |\mathbf{u} - \mathbf{V}|}{2} C_d + \pi a^2 \rho \frac{1}{3} \pi \sqrt{\frac{8kt_{\text{рас}}}{\pi m}} (\mathbf{u} - \mathbf{V}) - \frac{Gm_d M_{\text{КОМ}}}{(R_{\text{КОМ}} + H)^2} \right] = m_d V N. \quad (\text{П24})$$

При расчете траекторий следует пользоваться уравнением в безразмерных переменных, которые введены в [10]. В этих переменных уравнение движения частицы может быть преобразовано к виду

$$\frac{d(\bar{V}^2)}{d \ln \bar{r}} = \bar{r} \beta S(\theta) \theta [0.3 C_d S(\theta) \theta + A(T)] - \frac{B_{\text{гр}}}{\bar{r}}, \quad (\text{П25})$$

где  $\bar{r} = \frac{r}{R_{\text{КОМ}}}$  — безразмерное расстояние,  $\bar{V} = \frac{V}{\sqrt{5kT_k/m}}$  — безразмерная скорость, остальные величины даны соотношениями  $\beta = \frac{\rho R_{\text{КОМ}}}{a \rho_d}$ ,  $\theta = \sqrt{T/T_k}$ ,  $S(\theta) = \sqrt{2/3} M - \sqrt{2.5} \frac{\bar{V}}{\theta}$ ,  $A(T) = 0.4 \sqrt{\pi T_{\text{рас}}/T_k}$ ,  $B_{\text{гр}} = \frac{8\pi G R_{\text{КОМ}}^2 \rho_{\text{КОМ}} m}{15kT_k}$ ,  $G$  — гравитационная постоянная.

### 3. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Уравнение переноса излучения в среде вдоль направления  $s$  записывается в общем виде как

$$\frac{dI_v}{ds} = \varepsilon_v - \alpha_v I_v, \quad (\text{П26})$$

где  $I_v$  — интенсивность излучения,  $\varepsilon_v$  — коэффициент излучения,  $\alpha_v$  — коэффициент поглощения, причем  $I_v$  включает в себя собственное излучение среды и излучение от внешних источников. Уравнение (П26) должно быть дополнено соответствующими задаче граничными условиями. Значения коэффициентов  $\varepsilon_v$  и  $\alpha_v$  конкретизируются в зависимости от механизмов рассеяния света, которые работают в рассматриваемом интервале частот. Вид уравнения переноса определяется также системой координат, выбор которой зависит от геометрии задачи. В решаемой задаче геометрия течения

газа сферическая, и она не совпадает с геометрией излучения от внешнего источника.

В УФ-области в случае кометной атмосферы из водяных паров внешним источником является Солнце (по отношению к комете падающую волну можно считать плоской), по сравнению с ним собственным излучением и молекулярным рассеянием газа (т. е. диффузным фоном) можно пренебрегать. В этой ситуации основным механизмом рассеяния является поглощение молекулами воды квантов с  $\lambda \leq 0.1860$  мкм, которые способны вызывать диссоциацию. Это значит, что в УФ-области принимается коэффициент излучения  $\varepsilon_v = 0$ , а коэффициент поглощения  $\alpha_v = \sigma_v n_0(r)$ , где  $\sigma_v$  — сечение диссоциации, а  $n_0$  — плотность диссоциирующих молекул. Уравнение (П26) переходит в

$$\frac{dI_v}{ds} = -\sigma_v n_0(r) I_v, \quad (\text{П27})$$

где  $r$  — радиальная координата.

Если падающее излучение считать параллельным, то можно от интенсивностей перейти к потокам:

$$\frac{dJ_v}{ds} = -\sigma_v n_0(r) J_v,$$

причем  $r$  и  $s$  совмещаются только в направлении на Солнце (но при этом противоположно направленные); в последнем случае

$$-\frac{dJ_v}{dr} = -\sigma_v n_0(r) J_v. \quad (\text{П28})$$

Интегрирование вдоль луча  $r$  с учетом граничного условия (вне атмосферы поток излучения равен  $J_v^\infty$ ) дает выражение

$$J_v(H) = J_v^\infty \exp\left(-\sigma_v \int_H^\infty n_0(\zeta) d\zeta\right), \quad (\text{П29})$$

которое было использовано в работе. Величина

$$\sigma_v \int_H^\infty n_0(\zeta) d\zeta = \tau_v(H) \quad (\text{П30})$$

— оптическая толщина на высоте  $H$  вдоль линии комета — Солнце.

1. Андриенко Д. А., Ващенко В. Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца. — М.: Наука, 1981.—164 с.
2. Анисимов С. И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение // Журн. exper. и теор. физики.—1968.—54, № 1.—С. 339—342.
3. Добровольский О. В. О вспышках кометы Галлея на больших расстояниях от Солнца // Докл. АН Тадж. ССР.—1985.—29, № 6.—С. 333—335.
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. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. — М.: Наука, 1988.—392 с.
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. Ткачук А. Ю. О моделях нейтральных кометных атмосфер для интерпретации спектроскопических наблюдений // Космич. исследования.—1985.—23, № 4.—С. 625—633.

10. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. — Киев: Наук. думка, 1972.—243 с.
11. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987.—232 с.
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. Astron. Aeron.*—1981.—74.—P. 305—320.
14. Crifo J. F. Improved gas-kinetic treatment of cometary water sublimation and recondensation // *Astron. and Astrophys.*—1987.—187, N 1-2.—P. 438—452.
15. Crifo J. F., Emerich C. Model for an icy halo in comets — Ices in the Solar System // *Proc. NATO Adv. Res. Workshop, Nice, Jan. 16—19, 1984 / Ed. by J. Klinger.* — 1984.—P. 429—442.
16. Crovisier J. The water molecule in comets: Fluorescence mechanisms of the inner coma // *Astron. and Astrophys.*—1983.—130, N 2.—P. 361—372.
17. Delsemme A. H., Miller D. C. The physicochemical phenomenon in comet. III. Continuum of comet Berncham 1960II // *Planet. and Space Sci.*—1971.—19, N 10.—P. 1229—1237.
18. Ip W. H. On photochemical heating of cometary comae: the cases of H<sub>2</sub>O and CO-rich comets // *Astrophys. J.*—1983.—264, N 2.—P. 726—732.
19. 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.
20. Gombosi T. I., Horanyi M. Time-dependent numerical modeling of dust halo formation at comets // *Astrophys. J.*—1986.—311, N 1.—P. 491—500.
21. Hughes D. W. Cometary dust, its source and characteristics — Asteroids, Comets, Meteors // *Proc. of a meeting held at the Astronomical Observatory of the Uppsala University, June 20—22, 1983 / Eds C.-I. Lagerkvist, H. Rickman.* — Uppsala: Uppsala universitet reprocentralen HSC, 1984.—P. 239—258.
22. Keller H. U., Marconi M. L., Thomas N. Hydrodynamic implications of particle fragmentation near cometary nuclei // *Astron. and Astrophys.*—1990.—227, N 1.—P. 1—4.
23. Kitamura J. Axisymmetric dusty gas jet in the inner coma of a comet // *Icarus.*—1986.—66, N 2.—P. 241—257.
24. 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.
25. Knollenberg J., Kuhrt E., Keller H. U. Interpretation of HMC images by a combined thermal and gasdynamic model // *Earth, Moon, and Planets.*—1996.—72, N 1-3.—P. 103—112.
26. Kuhrt E. K., Keller H. U. On the importance of dust in cometary nuclei // *Earth, Moon and Planets.*—1996.—72, N 1-3.—P. 79—89.
27. 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.
28. Marconi M. L., Mendis D. A. A multi-fluid model of an H<sub>2</sub>O-dominated dusty cometary atmosphere // *Moon and Planets.*—1982.—27, N 4.—P. 431—452.
29. Marconi M. L., Mendis D. A. Infrared heating of comet Halley's atmosphere // *Earth, Moon and Planets.*—1986.—36, N 3.—P. 249—256.
30. Shimizu M. The structure of cometary atmospheres. I. Temperature distribution // *Astrophys. and Space Sci.*—1976.—40.—P. 149—155.
31. Whipple F. L. Rotation and outbursts of comet P/Schwassmann-Wachmann 1. — Cambridge: Center of Astrophysics, 1979.—19 p.—(Preprint N 1236).

Поступила в редакцию 06.12.02