

УДК 523.6

Д. А. Андриенко, И. И. МищишинаКиевский национальный университет имени Тараса Шевченко
3022 Киев, пр. Глушкова, 6**Особенности движения крупных частиц
в кометных атмосферах**

Выполнено моделирование траекторий крупных пылевых частиц с учетом двух особых точек, обнаруженных на фазовых портретах сантиметровых пылинок в предыдущей работе (Андриенко Д. А., Мищишина И. И. Возможность устойчивого равновесия твердых частиц в кометной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 2.—С. 138—158). Особые точки соответствуют положениям равновесия, а та из них, которая находится дальше от ядра, соответствует устойчивому равновесию. На основе гидродинамического моделирования сферически-симметричного течения газа с учетом пристеночного слоя ядра на гелиоцентрических расстояниях 2—3 а. е. установлена возможность накопления пылевых частиц в зоне устойчивого равновесия. Получены оценки размеров и начальной скорости пылевых частиц, которые могут участвовать в процессе накопления в зависимости от гелиоцентрического расстояния кометы. Однако реализация процесса баллистической комуляции частиц в стационарной атмосфере кометы имеет малую вероятность. Методом поэтапного рассмотрения проведен качественный анализ влияния динамики атмосферы на траектории пылевых частиц, имеющих две особые точки. Сделан вывод об увеличении вероятности захвата части пылинок и их накопления в зоне устойчивого равновесия в этом случае. Параметры захватываемых пылинок и скорость накопления зависят от физико-химических характеристик ядра и орбиты кометы.

ОСОБЛИВОСТІ РУХУ КРУПНИХ ЧАСТИНОК В КОМЕТНИХ АТМОСФЕРАХ, Андриєнко Д. П., Міщишина І. Г. — Виконано моделювання траєкторій крупних пилових частинок з урахуванням двох особливих точок, виявлених на фазових портретах сантиметрових пилинок у попередній роботі (Андриенко Д. А., Мищишина И. И. Возможность устойчивого равновесия твердых частиц в кометной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 2.—С. 138—158). Особливі точки відповідають положенням рівноваги, а та з них, яка знаходиться далі від ядра, відповідає стійкій рівновазі. На основі гідродинамічного моделювання течії газу з урахуванням приповерхневого шару ядра на геліоцентричних відстанях 2—3 а. о. встановлено можливість накопичення пилових частинок в зоні стійкої рівноваги. Отримано оцінки розмірів та початкової швидкості пилових частинок, які можуть накопичуватися у залежності від геліоцентричної відстані комети. Однак реалізація процесу балістичної комуляції у стаціонарній атмосфері має малу ймовірність. Методом поэтапного розгляду проведено якісний аналіз впливу динаміки атмосфери на траєкторії пилових частинок, що

мають дві особливі точки. Зроблено висновок про збільшення ймовірності захоплення частини пилинок і їхнє накопичення в зоні стійкої рівноваги. Параметри захоплюваних пилинок і швидкість накопичення залежать від фізико-хімічних характеристик ядра та орбіти комети.

PECULIARITIES OF THE MOTION OF SIZABLE DUST GRAINS IN COMETARY ATMOSPHERES, by Andrienko D. A., Mishchishina I. I. — We performed a simulation of trajectories of sizable dust grains with consideration for two specific points found on phase plane of cm-sized dust particles in our previous investigation (Andrienko D. A., Mishchishina I. I. The possibility of stable location of dust grains in a comet atmosphere // Kinematika i fizika nebesnykh tel.—2003.—19, N 2.—P. 138—158). The specific points correspond to positions of equilibrium, one point located further from the nucleus corresponding to stable equilibrium. The possibility of the capture of dust particles in the zone of stable equilibrium points is established on the basis of hydrodynamical modelling of spherically symmetric gas flow with consideration for Knudsen boundary layer of a cometary nucleus. We derived estimations of parameters (the sizes and initial speed) of dust particles which can be accumulated, the estimations depending on heliocentric distance of a comet. However, the probability of the process of ballistics accumulation is low in the stationary atmosphere of a comet. A qualitative analysis of the action of atmosphere dynamical properties on trajectories of sizable dust grains having two specific points is carried out by the method of stage-by-stage consideration. We inferred that the probability of the capture of sizable dust particles and of their accumulation in the stable equilibrium zone increased in this case. Parameters of dust particles being captured and the accumulation rate depend on physical and chemical properties of the nucleus and on an orbit of a comet.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] мы исследовали возможность возникновения состояния устойчивого равновесия твердых частиц в кометных атмосферах, которое может повлиять на движение таких частиц и на общее состояние атмосферы. Оказалось, что для слабозапыленной атмосферы кометы при различных состояниях поверхности все пылинки могут быть классифицированы по размерам на четыре типа (А, Б, В, Г) в зависимости от их фазового портрета. Начальная скорость и размер являются параметрами, которые полностью определяют траекторию пылинки постоянной массы.

Из выделенных четырех типов особый интерес представляют самые крупные частицы сантиметровых размеров. Фазовый портрет этих частиц, названных нами частицами типа В, демонстрирует наличие двух особых точек, вторая из которых — точка устойчивого равновесия — находится дальше от ядра. Траектории частиц этого типа демонстрируют наибольшее разнообразие. Важным следствием наличия в атмосфере кометы точек устойчивого равновесия является возможность появления частиц, колеблющихся вокруг положений равновесия, и частиц, медленнодвигающихся в сторону ядра после поворота на больших расстояниях от него. Возможность возникновения таких особых траекторий требует более детального рассмотрения, так как это может привести к появлению в атмосфере фрагментов с очень большим временем жизни. К тому же часть пылинок может накапливаться в зоне точек устойчивого равновесия. Ввиду особого значения начальной скорости частиц проведен анализ их скорости выхода из пристеночного слоя кометного ядра в случае плоского слоя.

Рассмотренный в [1] вариант сферически-симметричного радиального течения газа ограничивает возможность использования результатов только движением твердого фрагмента в узком угловом диапазоне вокруг направления комета — Солнце. Поэтому в работе [1] методом фазовых траекто-

Рис. 1. Зависимость максимальных и минимальных (a_{\max} , a_{\min}) размеров пылинок, которые могут иметь устойчивое равновесие, от гелиоцентрического расстояния кометы. Другие обозначения см. в тексте

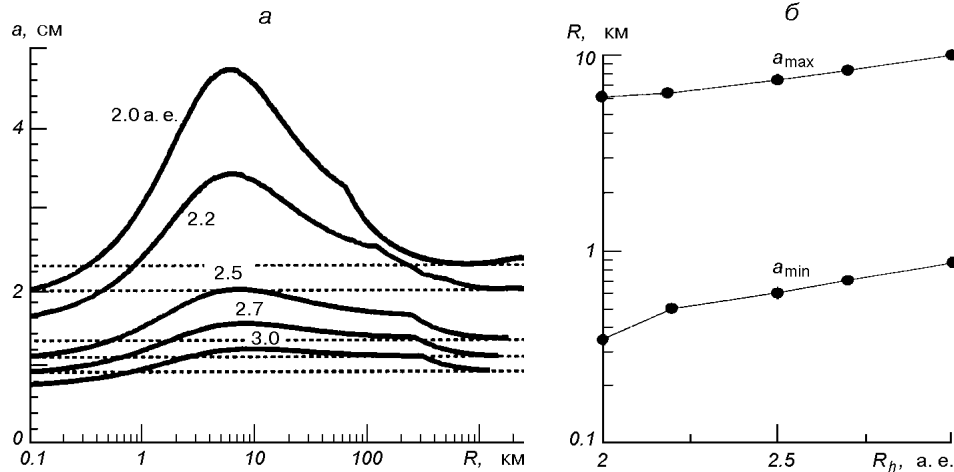
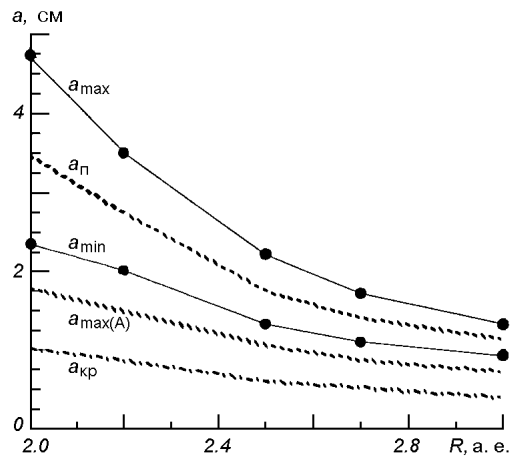


Рис. 2. *a* — положения особых точек относительно ядра для гелиоцентрических расстояний, указанных возле кривых. Кривые ограничены расстояниями, которые соответствуют размеру зоны столкновений. *б* — положение относительно ядра кометы особых точек ветви роста ОТ1, соответствующих наименьшему и максимальному размеру частиц типа В, в зависимости от расстояний до Солнца

рий был исследован только случай, когда частица выброшена в подсолнечной точке в направлении на Солнце и при движении не сильно отклоняется от этого направления. Ниже для этого случая приведены результаты исследования динамики твердых частиц типа В. Получены их скорости движения в атмосфере в зависимости от начальных условий и даны оценки времени пребывания крупных твердых частиц этого типа в голове кометы. Сделана попытка качественно учесть влияние на траекторию твердой частицы изменения атмосферы при движении кометы по орбите.

РАЗМЕРЫ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛОЖЕНИЕ ЗОНЫ ОСОБЫХ ТОЧЕК ПРИ ДВИЖЕНИИ КОМЕТЫ

Как уже отмечалось, диапазон размеров частиц типа В и положение зоны особых точек зависят от гелиоцентрического расстояния кометы, размера и состояния поверхности ее ядра. Гелиоцентрическая зависимость наибольшего a_{\max} и наименьшего a_{\min} размеров частиц этого типа для ядра со свободной поверхностью приведена на рис. 1 сплошными линиями. Зависимость для ядра с пористой коркой на поверхности аналогична, но демонстрирует систематически меньшие размеры.

С увеличением мощности атмосферы при движении кометы к Солнцу размеры частиц увеличиваются, причем верхний a_{\max} увеличивается значительно быстрее, чем нижний a_{\min} . Это приводит к расширению диапазона размеров, соответствующих типу В.

На рис. 2, а приводятся положения особых точек относительно ядра (точки ветви возрастания будем обозначать OT1, точки ветви спада — OT2). Видно, что положения особых точек, соответствующих определенному размеру, смещаются: OT1 приближаются к ядру, а OT2 удаляются от ядра и быстро выходят за пределы исследуемой части атмосферы, что приводит к расширению зоны пространства между OT1 и OT2, в которой происходит ускорение. При этом, как и следовало ожидать, атмосферу могут покидать все более крупные частицы. На рис. 2, б приведена зависимость от гелиоцентрического расстояния положений OT1 относительно ядра для наименьших частиц типа В (ближайшие к ядру особые точки) и наибольших частиц этого типа, для которых сливаются OT1 и OT2. Обращает на себя внимание чрезвычайно слабая зависимость от гелиоцентрического расстояния положения этих точек относительно ядра и, во-вторых, диапазон расстояний, ограниченный кривыми рис. 2, б, очень мал — не больше 10 км от ядра. Поскольку OT1 для частиц типа В располагаются всегда ближе к ядру, чем OT1 частиц типа В, то в результате все неустойчивые особые точки OT1 располагаются в пространстве компактно, формируя своеобразную узкую зону вокруг ядра с резким внешним краем, в пределах которой часть фрагментов поворачивает и движется в направлении ядра. Поэтому внутри зоны плотность пылевых частиц будет всегда повышенной. Малый линейный размер зоны делает ее неразрешенным объектом для внешнего наблюдателя, она может выглядеть как звездообразное образование или центральное сгущение.

Из рис. 1 можно сделать вывод, что на больших расстояниях (> 3 а. е.) зона особых точек OT2 в атмосфере комет быстро исчезает. Это связано с тем, что атмосферы были рассчитаны на основе сублимации только водяного льда. Для больших расстояний вести расчеты атмосферы с этой предпосылкой нельзя по двум причинам. Во-первых, известно, что на больших расстояниях атмосферы комет должны формироваться на основе сублимации веществ, более летучих, чем водяной лед, для чего требуется использование другой модели. Во-вторых, при решении задачи в качестве начальных условий используются результаты для скачка параметров в пристеночном слое, полученные на основе сублимации с плоской поверхности [5]. Для того чтобы это условие выполнялось на расстояниях $R_h > 3$ а. е., процесс сублимации должен быть более активным, чем у водяного льда.

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

В задаче для запыленной атмосферы значения начальных скоростей пылинок очень важны потому, что они могут оказывать влияние на характер течение всей газопылевой смеси, причем иногда это влияние может быть решающим [5, 11]. В задаче со слабым запылением, когда движение пылинок не оказывает существенного влияния на состояние газа, начальная скорость пылинки является вторым основным параметром наравне с размером, определяющим ее траекторию в атмосфере кометы [1]. Значения начальных скоростей пылинок (обозначим их V_0) зависят от механизма их появления. Если рассматривается движение мелких минеральных или органических пылинок, то, как принято считать, их появление в атмосфере кометы связано с их высвобождением из матричного вещества ядра в результате сублимации [9]. В этом случае можно ожидать, что стартовая

скорость такой пылинки (скорость при выходе с поверхности ядра, обозначим ее V_s) будет близка к нулю. Однако это не означает, что течение газопылевой смеси в запыленной атмосфере или движение пылинок в слабозапыленной атмосфере можно рассчитывать при нулевых начальных скоростях последних. Поскольку при расчете течения газа начальные условия следует накладывать на внешней границе пристеночного слоя, как это было сделано в работах [1, 5], то и для пылинок скорость необходимо задавать там же. Эта начальная для газодинамической задачи скорость V_0 связана с температурой и состоянием поверхности ядра, а также с размером и структурой самой пылинки. Для крупных твердых частиц, кроме этого, необходимо исследовать зависимость V_0 от стартовой скорости, так как механизм их появления в пристеночном слое может существенно отличаться от механизма появления мелких пылинок.

Значение скорости твердой частицы на выходе из слоя можно получить на основе общей методики определения импульса, переданного частице газом с известным законом распределения молекул по скоростям [7]. Для получения распределения молекул по скоростям можно воспользоваться подходом, предложенным в работе [7] и использованным в работе [5], когда внутри кнудсеновского слоя неизвестная неравновесная функция распределения аппроксимируется взвешенной суммой двух известных функций распределения, одна из которых соответствует внутренней границе пристеночного слоя, а вторая — внешней. Весовые коэффициенты можно определять как линейную [5] или экспоненциальную функции расстояния до поверхности сублимации. С помощью такой методики в работе [5] для мелких пылинок получены результаты, свидетельствующие об определяющем влиянии температуры поверхности на скорость выхода пылинок из пристеночного слоя. При моделировании дальнейшего движения пылинок в околоядерной области был сделан вывод о незначительном влиянии скоростей выхода на скорость движения при удалении от ядра. Исходя из наших исследований, мы считаем, что полученные в работе [5] результаты ограничены размерами пылинок: они справедливы только для части наиболее мелких пылинок типа А, для которых в атмосфере кометы можно пренебречь гравитацией ядра, и в движении которых нет особых точек. Уже для более крупных частиц типа Б траектории, а значит и скорость в околоядерной области, могут принципиально отличаться при небольшой разнице в начальных скоростях. Так, при изменении начальной скорости V_0 от 29 см/с до 30 см/с траектория описывает либо падающую на ядро частицу размером 2.5 см, либо уходящую в область ускоренного движения. Заметим, что такая структура поля направлений, когда траектория в зависимости от скорости изменяется скачком, характерна для особых точек типа «седло», к которым относятся ОТ1.

С учетом того, что характеристики зоны особых точек в голове кометы (рис. 1, 2) изменяются в процессе ее орбитального движения, для крупных твердых частиц необходимо исследовать начальные скорости в широком диапазоне их размеров и для различных гелиоцентрических расстояний. Сантиметровые частицы принципиально отличаются от субмикронных тем, что при расчете их движения следует учитывать гравитацию. Кроме того, наиболее крупные из них должны выделяться с поверхности ядра со скоростью V_s , больше нулевой, поскольку, скорее всего, являются его фрагментами и могут появляться только в результате разрушения поверхностного слоя. Механизмы разрушения, при которых частицы образуются с начальным импульсом, неоднократно рассматривались рядом авторов, например, в связи с исследованиями состояния кометных льдов [2, 8, 15, 18], поверхности ядра [3, 4] или вспышечной активности комет [13, 14, 16, 18].

Для изучения начальных скоростей было принято, что на внутренней границе пристеночного слоя темп сублимации определяется законом Герца — Кнудсена, распределение молекул по скоростям полумаксвелловское с температурой T_s , равной температуре поверхности сублимации [5, 7], что справедливо при отсутствии пористой коры. На внешней границе — распределение локально-максвелловское с температурой, равной начальной температуре газодинамической задачи $T_0 = T_s \Delta T$, где ΔT — скачок температуры. Обратный поток молекул характеризуется тоже локально-максвелловским распределением с температурой T_0 и слабее прямого с коэффициентом η , который называется коэффициентом возврата, его значение по разным оценкам находится в пределах 0.14—0.25, у нас он равен 0.20 [1].

При такой постановке задачи уравнение движения фрагмента внутри пристеночного слоя можно записать в виде

$$m_d \frac{dV}{dt} = [F(0, T_s) - F(0, T_0)](1 - K_x) + F(H, T_0)K_x - F_g, \quad (1)$$

где m_d , V — масса и скорость пылинки, $F(0, T_s)$, $F(H, T_0)$ — силы увлечения пылинки прямым потоком газа на внутренней и внешней границах слоя, $F(0, T_0)$ — сила у поверхности, обусловленная обратным потоком молекул, $K_x = x/H$ — весовой коэффициент линейной аппроксимации, x — расстояние от поверхности сублимации, H — толщина пристеночного слоя, F_g — сила гравитационного притяжения ядра.

Для скачка параметров в кнудсеновском слое мы используем значения, полученные в работе [5], справедливые для плоского слоя. Силы, входящие в уравнение (1), созданы потоками молекул. При однородной на масштабе порядка толщины слоя сублимации эти потоки обладают симметрией относительно перпендикуляра к поверхности. В этой ситуации тангенциальные составляющие сил, действующих на фрагмент, зависят только от расстояния до поверхности. Если стартовая скорость пылинки имела тангенциальную составляющую, то в пределах пристеночного слоя это никак не повлияет на нормальную. Поскольку в создании равновесия частицы тангенциальная составляющая силы непосредственно не участвует, то в пределах кнудсеновского слоя уравнением (1) можно описывать движение фрагмента, нормальное к поверхности сублимации, где V — это нормальная составляющая вектора скорости. Соответственно вместо векторов сил нужно брать их нормальные составляющие. В дальнейшем приводятся выражения и результаты, характеризующие именно нормальное движение.

Коэффициент увлечения пылинки потоком газа в случае максвелловского распределения известен, для полумаквелловского он был получен в предположении смешанного (зеркального плюс диффузного) закона распределения отраженных молекул [5]. Здесь, как и в предыдущей работе [1], мы использовали косинус-максвелловский закон распределения отраженных молекул по скоростям. Он приводит только к изменению по отношению к работе [5] числового коэффициента [7]. Силы, действующие на пылинку, запишутся в виде

$$F(0, T_s) = \rho_s \pi a^2 k T_s [3/4 + 2/3(T_r/T_s)]^{1/2}, \quad (2)$$

$$F(H, T_0) = \rho_0 \pi a^2 (u_0 - V)^2 C_d / 2, \quad (3)$$

$$F(0, T_0) = \eta \rho_0 \pi a^2 (u_0 - V)^2 C_d / 2, \quad (4)$$

$$C_d = 4/3\pi^{1/2}(T_r/T_0)^{1/2}/s + (2s^2 + 1)\exp(-s^2)/(\pi^{1/2}2s^3) + (4s^4 + 4s^2 - 1)\operatorname{erf}(s)/(2s^4), \quad (5)$$

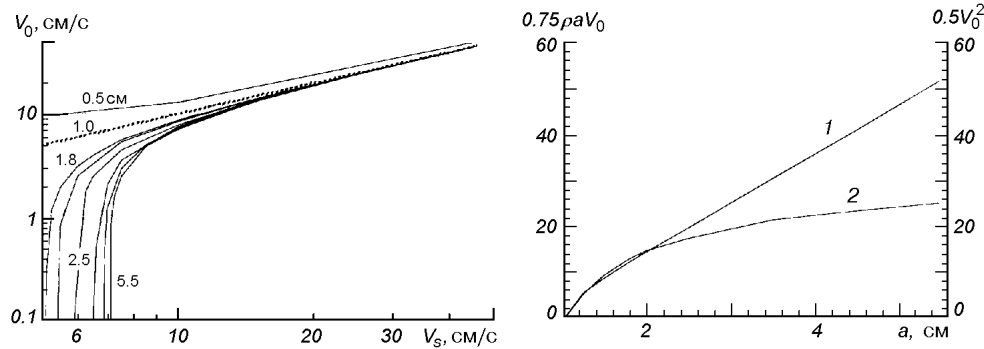


Рис. 3. Зависимость скорости выхода пылинок из пристеночного слоя от стартовой скорости на поверхности ядра. Размер пылинок проставлен возле кривых при плотности 1 г/см^{-3} . (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2 \text{ а. е.}$)

Рис. 4. Значения наименьшего стартового импульса (1) частицы, нормированного на ее площадь сечения, и наименьшей кинетической энергии (2), нормированной на объем, при которых фрагменты выходят из слоя, в зависимости от размера частиц. (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2 \text{ а. е.}$)

где

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

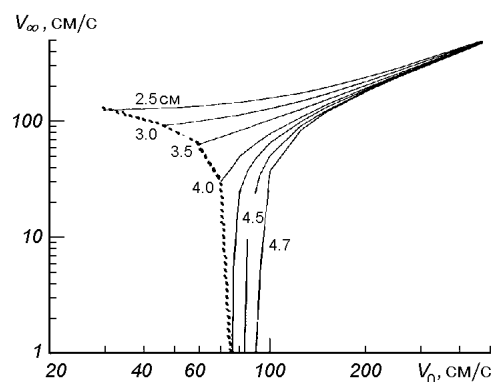
m — масса молекулы, ρ_s и ρ_0 — плотность газа на внутренней и внешней границах пристеночного слоя, u — скорость газа, u_0 — скорость газа на внешней границе. Температура пылинки принята равной температуре ядра T_s , T_r — температура отраженных от пылинки молекул [1, 7]. Здесь вторая и третья силы записаны с учетом движения пылинки, а первая сила, как и в работе [5], соответствует неподвижной пылинке, что является здесь достаточным приближением, поскольку пристеночный слой тонок.

Используя приведенную методику, мы рассчитали ряд зависимостей, характеризующих движение сантиметровых фрагментов в пристеночном слое на разных расстояниях от Солнца. Рис. 3 представляет значение скорости V_0 выхода частицы из слоя в зависимости от стартовой скорости V_s на поверхности ядра ($R_h = 2 \text{ а. е.}$). Видно, что частицы, размер которых меньше некоторого критического $a_{кр}$ (в данном случае $a_{кр} = 1 \text{ см}$), выходят из слоя ускоряясь, а размером больше — с торможением. Первые частицы достигают газодинамической области даже при нулевых стартовых скоростях, вторые — нуждаются в начальном импульсе. Если стартовая скорость достигает десятков сантиметров за секунду, то для всех размеров скорость выхода в газодинамическую область V_0 практически равна скорости старта V_s . Дальнейшее увеличение стартовой скорости до метра за секунду практически ведет к нивелированию зависимости скорости выхода фрагмента в газодинамическую область от размера. Зависимость для значения $a_{кр}$ проведена пунктирной линией, частицы этого размера всегда выходят из слоя со скоростью V_s . Это означает, что наибольшими фрагментами, которые попадают в газодинамическое течение без начального импульса на поверхности ядра ($V_s = 0$), являются частицы размером $a_{кр}$. Изменение $a_{кр}$ с гелиоцентрическим расстоянием представлено нижней кривой на рис. 1. Отметим, что этот размер вдвое меньше, чем критический на поверхности ядра, определяемый из условия равенства силы гравитационного притяжения и подъемной силы газа.

Фрагменты размером больше $a_{кр}$, чтобы выйти из пристеночного слоя, должны получить стартовую скорость, превышающую некоторое значение $V_{кр}$. Таким образом, фрагменты этих размеров (тип В, Б и частично тип А) могут появиться в атмосфере только тогда, когда на поверхности ядра они получили положительный начальный импульс, например, при взрывном разрушении поверхности. Зависимость критического импульса, необходимого для этого, приходящегося на единицу поперечного сечения частицы, является линейной функцией размера, она представлена на рис. 4 кривой 1. Кривая 2 — кинетическая энергия, отнесенная к единице массы частицы.

ДВИЖЕНИЕ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ВДОЛЬ ЛИНИИ КОМЕТА — СОЛНЦЕ

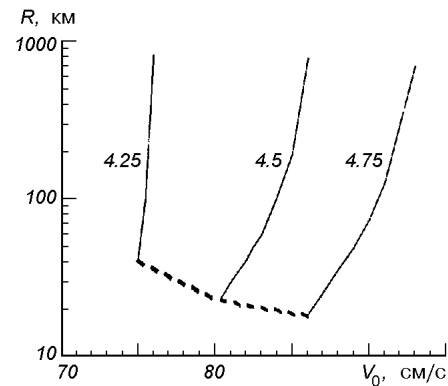
После выхода из кинетического слоя движение пылинок продолжается в зоне торможения до ОТ1. Если начальная скорость была достаточной, то пылинка проходит в зону ускорения между ОТ1 и ОТ2. Наименьшие значения таких начальных скоростей для фрагментов различных размеров соответствуют пунктирной линии рис. 5. При больших скоростях частицы либо покидают атмосферу кометы, либо поворачивают обратно в сторону ядра. Последние вызывают наибольший интерес, ибо, как было отмечено в предыдущей работе [1], они могут затормозиться до нуля в зоне между особыми точками и тогда будут вовлечены в колебательные движения вокруг точки устойчивого равновесия. Однако прямые расчеты траекторий показывают, что такой вариант имеет практически нулевую вероятность, так как осуществляется только для очень узкого, близкого к точечному, диапазона начальных скоростей и, к тому же, только для самых крупных пылинок типа В. Размеры твердых частиц, для которых может выполняться условие захвата, ограничены снизу кривой с маркировкой « $a_{п}$ » на рис. 1. Малая вероятность процесса обусловлена тем, что асимметрия движения за течением газа низкой плотности и против течения мала, и в первом приближении траектория в нижней полуплоскости выглядит как ее отражение в верхней [1]. Для того чтобы при обратном движении траектория пылинки пересекла ось абсцисс, не доходя ОТ1, она должна иметь близкую к нулю скорость в этой особой точке при прямом движении. Последнее условие выполняется только при одном определенном значении начальной скорости, что, как уже упоминалось, является отличительной особенностью особых точек типа «седло». Эта скорость совпадает со значениями, соответствующими наименьшим скоростям, представленным пунктирной линией на рис. 5. Асимметрия траекторий увеличивается для пылинок меньших размеров, но они имеют более протяженную зону ускорения и в результате приобретают в ней слишком большую скорость, так что при выходе из зоны оказываются выше области, где изоклины демонстрируют особую точку



типа «фокус». Напомним, что изоклины имеют характер устойчивой особой точки только при малых значениях скоростей в окрестностях самой точки. С увеличением расстояния ОТ2, что отвечает уменьшению раз-

Рис. 5. Зависимость скорости выхода пылинок из столкновительной зоны от начальной скорости, возле кривых — размер частиц в сантиметрах. (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2$ а. е.)

Рис. 6. Зависимость точки поворота от начальной скорости, возле кривых — размер частиц в сантиметрах. По оси ординат — расстояние от ядра. (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2$ а. е.)



мера пылинки, размер «зоны устойчивости» быстро сокращается. В результате оказывается, что при прямом движении по орбите в стационарной атмосфере меньшие из типа В пылинки вообще не захватываются своими особыми точками в положение устойчивого равновесия.

Время движения частиц в голове кометы можно оценить по среднему значению их скорости. Скорость, с которой пылинка покидает атмосферу, представляет собой асимптотическое значение V_∞ (рис. 5), а начальная скорость ограничена снизу тем значением, при котором частица не может покинуть комету (пунктир). Оказывается, что время движения самых медленных пылинок в зоне до 10^4 км от ядра (на расстоянии 2 а. е.) может достигать 100—150 сут. Частицы, которые поворачивают после ОТ2 и не покидают атмосферу, тоже имеют малую среднюю скорость, их начальные скорости лежат левее пунктира на рис. 5 — и их движение в атмосфере происходит тоже с большими характерными временами, которые можно оценить на основе рис. 6. Здесь пунктир обозначает скорость, ниже которой частицы не проходят дальше ОТ1.

Представленные здесь результаты сравним с аналогичными результатами других авторов. Приближенные значения скорости движения сантиметровых частиц (ледяных), полученные на основе гидродинамической модели кометной атмосферы можно найти в работе [12], где задача изначально ставилась как оценочная, и расчеты велись с рядом упрощающих предположений. Кроме того, неявно предполагалось, что все пылинки, поднятые с поверхности ядра, двигаются только с ускорением. Такая же предпосылка неоднократно принималась в работах по исследованию движения кометных пылинок, и при этом не делалось никакого отличия в вычислениях орбит пылинок мелких и крупных, например применительно к ледяным пылинкам в работе [10]. Поэтому более или менее корректное сравнение результатов нашей работы с данными [12] возможно только для частиц размерами от 2 до 2.5 см. Входным параметром в результаты [12] является отношение Z/a , в нашей задаче для частиц 2.5 см оно равно $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, соответствующая скорость выхода должна быть порядка 120—130 см/с. Как видно из рис. 5, это значение хорошо согласуется с нашими результатами.

В области малой начальной скорости кривая рис. 5, соответствующая размеру $a = 2.5$ см, довольно пологая. Частицы типа В характеризуются тем, что сильная зависимость скорости выхода из атмосферы от их размера, которая имеет место при наименьших из возможных значениях начальной скорости, нивелируется с увеличением последней. Если начальная скорость достигает 1—2 м/с, то скорость выхода частиц разных размеров имеет очень близкие значения, которые практически сливаются при $V_0 \approx 3$ м/с. Это означает, что в случае выброса сантиметровых частиц со скоростью $V_0 \geq 3$ м/с, они независимо от размера будут двигаться в атмосфере с одинаковой скоростью как единое образование.

Представленные на рис. 5, 6 расчеты параметров движения твердых частиц проведены в предпосылке стационарной атмосферы. Полученное

время пребывания сантиметровых частиц в столкновительной зоне противоречат ей, так как оно существенно больше времени, за которое атмосфера кометы изменяется вследствие орбитального движения. Поэтому расчет орбит крупных пылинок в условиях стационарной атмосферы может привести к принципиальным ошибкам. В этой ситуации можно провести качественный анализ динамической задачи, если аналогично сеточной функции ввести понятие «сеточной атмосферы». Тогда на каждом шаге движение частиц можно рассматривать на основе параметров стационарной атмосферы, соответствующей определенному гелиоцентрическому расстоянию. При таком подходе сохраняют свое значение исследования фазового портрета системы как мгновенного состояния [1] и остаются справедливыми выводы об особенностях движения крупных пылинок, связанных с особыми точками, поскольку существование особых точек является характеристикой атмосферы на всех рассмотренных гелиоцентрических расстояниях. Эволюция параметров зоны — размеров и расстояний — при орбитальном движении соответствует рис. 1 и рис. 2.

Для определенности рассмотрим вариант приближения кометы к Солнцу. Поскольку нас интересует возможность накопления пылинок в зоне особых точек, опустим анализ движения пылинок по удаляющимся траекториям. Интерес может вызывать только обратное движение, т.е. движение той части пылинок типа В, которые поворачивают в сторону ядра после ОТ2, назовем их «поворотными пылинками». На рис 1 пунктиром нанесены значения минимального размера таких пылинок для разных гелиоцентрических расстояний. Максимальным возможным размером поворотных частиц является тот, который соответствует наибольшему размеру частиц типа В — a_{\max} .

Проиллюстрировать влияние динамики газовой атмосферы на траектории поворотных пылинок поможет схема, представленная на рис. 7. Она построена методом поэтапного рассмотрения, который широко применяется для качественного и количественного анализа нелинейных колебательных систем, подобных нашей [6]. Для наглядности траектории нанесены без соблюдения масштабных соотношений между величинами скоростей и расстояний. Как и на предыдущих рисунках ([1], рис. 5), утолщенные линии представляют изоклины « ∞ » (совпадает с осью абсцисс) и нулевую. Последняя разделяет пространство на зоны 1, 2 и 3, и только в зоне 2, расположенной под нулевой изоклиной, происходит ускорение частиц типа В. Влияние динамики атмосферы на траектории частиц рассмотрим только для зоны 3. В зоне 1 изменения можно не учитывать, так как протяженность самой зоны мала. Динамика зоны 2 не приводит к принципиальным

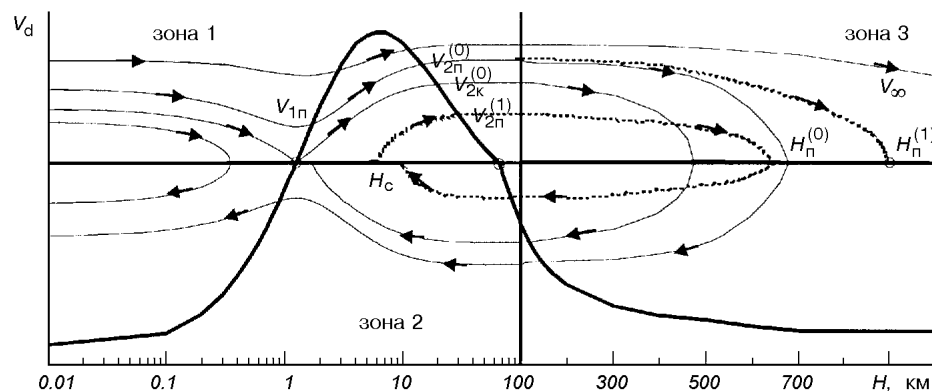


Рис. 7. Схема влияния динамики атмосферы на траектории частиц типа В

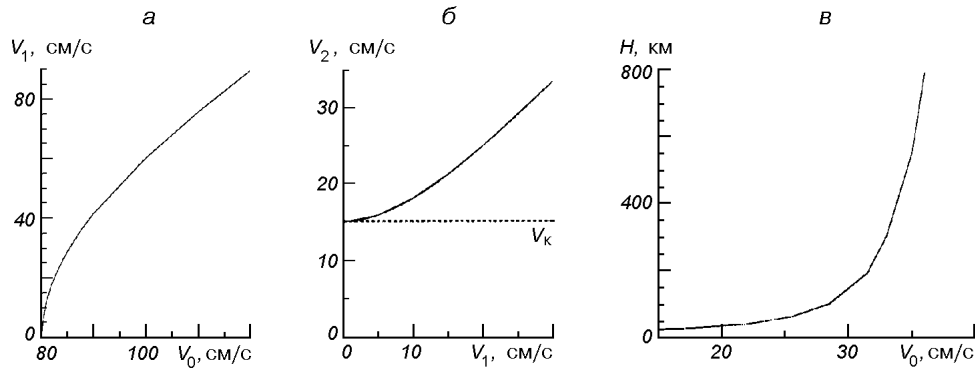


Рис. 8. Зависимость скорости пылевых частиц $a = 4.5$ см вдоль траектории их движения. На последней панели H — высота над ядром, на которой частица имеет нулевую скорость. (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2$ а. е.)

изменениям в разновидностях траекторий внутри этой зоны, в ней только меняется скорость выхода частиц в зону торможения.

Тонкими сплошными линиями нанесены траектории пылинок в условиях постоянной атмосферы. Они начинаются на внешней границе пристеночного слоя с начальной скоростью V_0 , входят в зону 2 со скоростью V_1 и выходят из нее со скоростью V_2 . Зависимости некоторых параметров траекторий в постоянной атмосфере для каждой зоны представлены на рис. 8. На схеме V_n — начальная скорость пылинок, для которых возможен поворот в сторону ядра на некотором расстоянии $H_n^{(0)}$, обратному движению соответствуют траектории в нижней части полуплоскости. Верхний индекс обозначает постоянную атмосферу, соответствующую начальной. Однако за время движения в зоне 3 атмосфера изменится, обозначим ее новое состояние верхним индексом «1». В результате движения кометы к Солнцу точка поворота сдвигается из положения $H_n^{(0)}$ дальше от ядра в положение $H_n^{(1)}$. Чтобы такая же частица в новой атмосфере повернула к ядру в прежней точке $H_n^{(0)}$, она должна иметь на выходе из зоны 2 скорость $V_{2n}^{(1)} < V_{2n}^{(0)}$. Для состояния «1» этому значению скорости выхода из зоны 2 отвечает скорость входа в нее $V_{1n}^{(1)}$, обязательно меньшая, чем $V_{1n}^{(0)}$, причем величина $V_{2n}^{(1)}$ может быть даже меньше $V_{2k}^{(1)}$ (скорость V_{2k} соответствует пунктиру на рис. 8, б), разность $V_{2n}^{(0)} - V_{2n}^{(1)}$ зависит от проекции орбитальной скорости кометы на радиус-вектор. В случае, когда $V_{2n}^{(0)} < V_{2k}^{(1)}$, траектория пылинки, нанесенная пунктиром, будет выглядеть так, как будто частица начала свое движение с нулевой скоростью в верхней полуплоскости в некоторой точке H_c , расположенной внутри зоны 2. Это означает, что при движении в нижней полуплоскости ее траектория пересечет изоклину « ∞ » тоже в зоне 2, что приведет к захвату и вовлечению в колебательное движение. Выполнение неравенства $V_{1n}^{(1)} < V_{1k}^{(0)}$, не является обязательным в условиях изменяющейся атмосферы, так как движение частицы к ядру будет происходить с усиливающимся торможением.

Колебания захваченной частицы будут происходить в условиях изменяющейся атмосферы. Если они затухают, то пылинка оказывается в своей устойчивой особой точке, и движется в атмосфере вместе с ней, постепенно сдвигаясь от ядра. Этот случай будет соответствовать накоплению пылинок в зоне точек устойчивого равновесия — баллистической кумуляции. Расчеты для стационарной атмосферы показывают, что колебания затухают медленно, скорость затухания зависит от параметров пылинки — чем медленнее и крупнее пылинка, тем быстрее она приходит к равновесию.

Точки равновесия медленных и крупных пылинок находятся на расстояниях порядка десятков — сотен километров от ядра. В этой области еще сохраняется связь пыли и газа, и накопление пылинок приведет к возникновению противоречия с условием слабой запыленности атмосферы. Таким образом, дальнейшее рассмотрение задачи — исследование режима колебаний твердых крупных частиц — требует усложнения модели. В принятых предположениях стационарности и слабой запыленности количественное описание процесса баллистической кумуляции некорректно. Тем не менее, рассмотренный вариант задачи все же дает возможность рассчитать скорость движения крупных твердых частиц с учетом их ненулевой начальной скорости, выделить типы траекторий, обнаружить и описать процесс захвата пылинок, который сам по себе должен привести к повышению плотности пылевых частиц в зоне особых точек. Полученное большое время пребывания частиц в голове кометы говорит о том, что в задачах, для которых характерное время меньше месяца (или размер зоны разрешения больше столкновительной области), такие частицы можно считать неподвижными, равно как можно считать мгновенными процессы перестройки газовой атмосферы по отношению к их движению.

ВЫВОДЫ

Твердые частицы сантиметровых размеров (тип Б и В) могут появиться в атмосфере кометы только в случае такого процесса их возникновения, в котором они получают положительный начальный импульс. Если стартовая скорость достигает нескольких десятков сантиметров за секунду, то пылевые частицы всех размеров этого типа выходят из пристеночного слоя практически с одинаковой скоростью. Если стартовая скорость была порядка 3 м/с или больше, то скорость выхода пылевых частиц за границы гидродинамической области не зависит от их размера, а в атмосфере они будут двигаться как единое образование. При наименьших из возможных значениях начальных скоростей зависимость скорости выхода от размера частиц типа В близка к линейной. Для частиц, которые были захвачены устойчивыми особыми точками, скорость выхода должна быть близкой к нулю. Условие нулевой скорости выделения пылинок принималось в качестве начальной предпосылки в работе [17] для модели антихвостов комет.

Орбитальное движение кометы приводит к изменениям параметров зоны устойчивых особых точек ОТ2. При движении к Солнцу внутренняя граница зоны ускорения приближается к ядру, сама зона расширяется и одновременно пополняется за счет более крупных и медленных пылинок, при обратном движении — за счет более мелких и более быстрых.

В стационарной сферически-симметричной атмосфере явление баллистической кумуляции при прямом движении пылинок практически не реализуется, несмотря на то, что для пылинок определенных размеров в атмосфере существуют точки устойчивого равновесия. Мешает «прямой кумуляции» наличие расположенной ближе к ядру ОТ1 — неустойчивой особой точки типа «седло». Однако обязательно произойдет захват устойчивыми особыми точками тех частиц, которые по какой либо причине имели нулевую радиальную скорость в зоне 2. Например, такие пылинки могут возникнуть как осколки при разрушении материнской частицы.

Предпосылка стационарности, при которой получен предыдущий результат, вступает в противоречие с большими характерными временами движения сантиметровых частиц в гидродинамической области — до 30 сут для самых медленных из них. Такие большие времена требуют учета изменений атмосферы, вызванных орбитальным движением кометы.

Качественный анализ влияния динамики атмосферы на орбиты пылинок типа В приводит к заключению о появлении реальной возможности захвата части пылинок в области особых точек устойчивого типа. Осуществляется механизм «непрямой баллистической кумуляции» за счет пылинок, которые в стационарной атмосфере выпали бы на ядро. Диапазон параметров захваченных пылинок и скорость их накопления зависят от физико-химических характеристик ядра и орбиты кометы. Таким образом, уточнение модели — отказ от предпосылки стационарности — приводит к возможности образования в атмосфере кометы на расстояниях сотен километров от ядра области захвата пылевых частиц, сформированной устойчивыми особыми точками ОТ2. В случае, когда в атмосфере кометы есть крупные твердые частицы, в этой области должна наблюдаться повышенная плотность очень медленных частиц, которые в дальнейшем могут служить для формирования антихвостов комет.

1. Андриенко Д. А., Миццишина И. И. Возможность устойчивого равновесия твердых частиц в кометной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 2.—С. 138—158.
2. Драневич В. А. Вероятная структура кометных льдов // Кометный циркуляр.—1987.—№ 374.—С. 3.
3. Каймаков Е. А., Лизункова И. С., Драневич В. А. Моделирование кометных пылинок из органических соединений // Письма в астрон. журн.—1981.—7, № 2.—С. 115—119.
4. Лизункова И. С., Драневич В. А. Преобразование вещества в кометах. Лабораторные исследования и интерпретация наблюдений. — С.-Петербург, 1997.—19 с.—(Препринт / РАН; Физико-технический ин-т им. Иоффе, № 1705).
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. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. — Киев: Наук. думка, 1972.—243 с.
8. Шульман Л. М. Псевдооживление в поверхностных слоях ядер комет. I // Астрометрия и астрофизика.—1982.—Вып. 47.—С. 62—69.
9. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987.—232 с.
10. 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.—Dordrecht: Reidel, 1984.—P. 429—442.
11. Crifo J. F., Rodionov A. V. Modelling the circumnuclear coma of comets: objectives, methods and recent results // Planet. and Space Sci.—1999.—47, N 6—70.—P. 797—826.
12. Delsemme A. H., Miller D. C. The physicochemical phenomenon in comet. III. Continuum of comet Bernham 1960II // Planet. and Space Sci.—1971.—19, N 10.—P. 1229—1237.
13. Hughes D. Meteoroid/Asteroid collisions with cometary nuclei and the P/Halley outburst — Workshop on the Activity of Distant Comet // Proc. of the workshop on the activity of distant comet, Lenggries, Oct. 18-21, 1992 / Eds W. F. Huebner, H. U. Keller, D. Jewitt, et al. — San Antonio, Texas: Southwest research institute, 1993.—P. 83—99.
14. Keller H. U., Kührt E. CO-driven outbursts — Workshop on the Activity of Distant Comet // Proc. of the workshop on the activity of distant comet, Lenggries, Oct. 18-21, 1992 / Eds W. F. Huebner, H. U. Keller, D. Jewitt, et al. — San Antonio, Texas: Southwest research institute, 1993.—P. 114—123.
15. Morozhenko A. V., Kolokolova L. O., Kajmakov E. A., Lysunkova I. S. Possible nature of cometary atmosphere particles // Icarus.—1986.—66, N 2.—P. 223—229.
16. Patashnik H., Rupprecht G., Schuerman D. W. Energy source for comet outbursts // Nature.—1974.—250, N 5464.—P. 313—314.
17. Sekanina Z. On the nature of the anti-tail of comet Kohoutek (1973f). I. A working model // Icarus.—1974.—23, N 4.—P. 502—518.
18. Shulman L. M. Have cometary nuclei any internal source of energy? — Comet Exploration // Proc. of the international conference on cometary exploration, Budapest, Nov. 15-19 1982.—Budapest: Akademiai Kiado, 1983.—P. 55—58.
19. Whipple F. L. Rotation and outbursts of comet P/Schwassmann — Wachmann 1. — Cambridge, Massachusetts: Center of Astrophysics, 1979.—Preprint N 1236.—P. 38.