

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ В КОМЕТНЫХ АТМОСФЕРАХ. ЧАСТЬ 1

(PARTICULARITIES OF LARGE PARTICLE-MOTION IN COMETARY ATMOSPHERES. PART 1)

О. П. Кузнечик, В. Н. Горенков, В. О. Кузнечик

*Белорусский государственный университет, Обсерватория,
4, Пр.-т Независимости, г. Минск, 220030, Беларусь
E-mail: kuznechik@bsu.by*

Abstract. The analysis of the motion of the largest particles in cometary atmospheres with the dimensions of the order of centimeter was performed. Their velocities in the atmospheres as a function of initial conditions are obtained.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была выявлена возможность возникновения состояния устойчивого равновесия твердых частиц в кометных атмосферах. Оказалось, что для слабозапыленной атмосферы кометы при различных состояниях поверхности ее ядра все пылинки могут быть классифицированы по размерам на три типа (I, II, III) в зависимости от их фазового изображения. Начальная скорость и размер являются параметрами, которые полностью определяют траекторию пылинки постоянной массы.

Из выделенных трех типов особый интерес представляют самые крупные частицы сантиметровых размеров (тип III). На фазовом изображении этих частиц [1] видны две особые точки, вторая из которых – точка устойчивого равновесия – находится дальше от ядра. Траектории частиц этого типа наиболее разнообразны. Наличие в атмосфере кометы точек устойчивого равновесия указывает на возможность появления частиц, колеблющихся вокруг положений равновесия, и частиц, медленнодвигающихся в сторону ядра после поворота на больших расстояниях от него. Такие особые траектории требуют более детального рассмотрения, поскольку 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 для сферически-симметричного радиального течения газа с твердыми фрагментами в узком угловом диапазоне вокруг направления комета – Солнце. Для этого случая приведены результаты исследования динамики твердых частиц типа III. Получены их скорости движения в атмосфере в зависимости от начальных условий.

2. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Для слабозапыленной кометной атмосферы, начальная скорость пылинки является основным параметром определяющим ее траекторию в атмосфере кометы [1]. Значения начальных скоростей пылинок V_0 зависят от механизма их появления. Если рассматривается движение мелких минеральных или органических пылинок, то их появление в атмосфере кометы связано с их высвобождением из матричного вещества ядра в результате сублимации [2]. В этом случае можно ожидать, что скорость такой пылинки при выходе с поверхности ядра 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, 3], 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 [4]. Для получения распределения молекул по скоростям можно воспользоваться подходом, предложенным в работе [4], 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 [3] или экспоненциальную функции расстояния до поверхности сублимации. С помощью такой методики в работе [3] 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 [3] результаты ограничены размерами пылинок: они справедливы только для части наиболее мелких пылинок типа I, для которых в атмосфере кометы можно пренебречь гравитацией ядра, и в движении которых нет особых точек. Уже для более крупных частиц типа II 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 положения точек ветви возрастания относительно ядра OT1 [1].

Учитывая, что положение особых точек в голове кометы изменяется 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 [5], поверхности ядра [6] или вспышечной активности комет [7].

Для определения 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 [3, 4], 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 тоже локально-максвелловский с температурой T_0 и слабее прямого с коэффициентом η от 0.14 до 0.25, у нас он равен 0.20 [1]. При таких условиях 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 [3] справедливые для плоского слоя. Силы, входящие в уравнение (1), созданы потоками молекул. При однородной толщине слоя сублимации эти потоки обладают симметрией относительно перпендикуляра к поверхности. В этом случае тангенциальные составляющие сил, действующих на фрагмент, зависят только от расстояния до поверхности. Если стартовая скорость пылинки имела тангенциальную составляющую, то в пристеночном слое это никак не повлияет на нормальную составляющую. Поскольку в создании равновесия частицы тангенциальная составляющая силы непосредственно не участвует, то в кнудсеновском слое уравнением (1) можно описывать движение фрагмента, нормальное к поверхности сублимации, где V – нормальная составляющая вектора скорости. Соответственно вместо векторов сил можно брать их нормальные составляющие. Далее приводятся соотношения и результаты, характеризующие именно нормальное движение.

Коэффициент увлечения пылинки потоком газа в случае максвелловского распределения известен, для полумаксвелловского он был получен в предположении смешанного (зеркального плюс диффузного) закона распределения отраженных молекул [3]. 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 [3] числового коэффициента [4]. Силы, действующие на пылинку, запишутся в виде

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

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

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

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

где

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

m – масса молекулы, ρ , 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, 4]. Здесь вторая и третья силы записаны с учетом движения пылинки, а первая сила, как и в работе [3], 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. 1 представляет значение скорости V_0

выхода частицы из слоя в зависимости от стартовой скорости V_s на поверхности ядра кометы на расстоянии $R_h = 2$ а.е. от Солнца. Видно, что частицы, размер которых меньше некоторого критического $\alpha_{кр}$ (в данном случае $\alpha_{кр} = 1$ 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 $\alpha_{кр}$ 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 $\alpha_{кр}$. Отметим, что этот размер вдвое меньше, чем критический на поверхности ядра, определяемый из условия равенства силы гравитационного притяжения и подъемной силы газа.

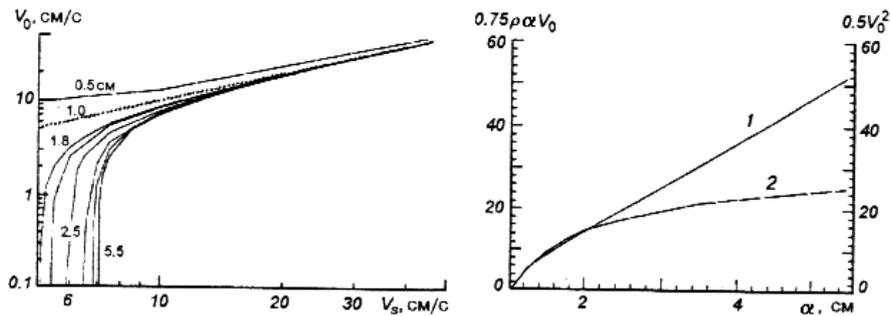


Рис. 1. Зависимость скорости выхода пылинок из пристеночного слоя от стартовой скорости на поверхности ядра. Размер пылинок проставлен возле кривых при плотности 1 г см^{-3} . (Свободная поверхность сублимации; $R_h = 2$ а.е.)

Рис. 2. 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; $R_h = 2$ а.е.)

Фрагменты размером $> \alpha_{кр}$, чтобы выйти из пристеночного слоя, должны получить стартовую скорость, превышающую некоторое значение $V_{кр}$. Таким образом, фрагменты этих размеров (тип III, II и частично тип I) 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. 2 кривой 1. Кривая 2 – кинетическая энергия, отнесенная к единице массы частицы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. О.П. Кузнецик, N.I. Stetyukevich, V.N. Gorenkov, Research of Cometary Atmospheres and Solar Plasma for Results of Cometary Observations. Part IV. Proc. of the 12th International annual seminar "Nonlinear phenomena in Complex System" (May 17-20, 2005, Minsk, Belarus). – Minsk: Joint Institute of Power and Nuclear Research, **12**, 54-63 (2005).
2. Л.М. Шульман Ядра комет. – М.: Наука, 1987. – 232 с.
3. М.Я. Маров, А.В. Колесниченко, Ю.В. Скоров, Численное моделирование газопылевого потока в приповерхностном слое кометной атмосферы. Астрон. вестник, **29** 3, 243-252 (1995).
4. Л.М. Шульман, Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. – Киев: Наук. думка, 243 с (1972).
5. A.V. Morozhenko, L.O. Kolokolova, E.A. Kajmakov, I.S. Lysunkova, Possible nature of cometary atmosphere particles. Icarus. **66** 2, 223-229 (1986).
6. И.С. Лизункова, В. А. Драневич, Преобразование вещества в кометах. Лабораторные исследования и интерпретация наблюдений. – С.-Петербург (1997) 19 с. (Препринт / РАН; Физико-технический ин-т им. Иоффе, № 1705).
7. D. Hughes, 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 83-99 (1993).