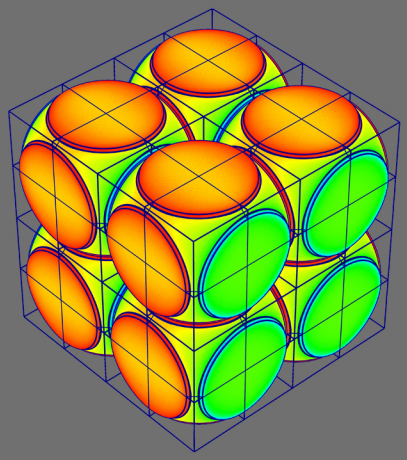
ISSN 2309-3684



Математическое моделирование и численные методы

Максимов Ф.А., Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А.
Моделирование полета метеороидов в атмосфере Земли, сопровождаемого их колебательным движением. Математическое моделирование и численные методы, 2024, № 4, с. 93–110.

Источник: https://mmcm.bmstu.ru/articles/360/

Параметры загрузки:
IP: 216.73.217.22
18.11.2026 12:59:44

УДК 533.6 DOI: 10.18698/2309-3684-2024-4-93110

Моделирование полета метеороидов в атмосфере Земли, сопровождаемого их колебательным движением

© Ф.А. Максимов, Н.Г. Сызранова, В.А. Андрущенко

ИАП РАН, Москва, 123056, Россия

С помощью методов математического моделирования и численных расчетов изучаются особенности движения малых космических тел – метеороидов при их полете в плотных слоях атмосферы, когда они даже при небольшом отклонении их формы от «правильной» совершают колебания вокруг своего центра масс. Исследуется влияние колебательного движения на траекторные параметры: скорость, угол наклона траектории к земной поверхности, скоростной напор и пр. Рассматриваются также варианты для случаев, когда центр масс метеороида не совпадает с его геометрическим центром. Ранее аналогичные исследования по асимметричному обтеканию проводились для спускаемых космических аппаратов (посадочных модулей), но для метеороидов, значительно более крупных объектов неправильной формы, падающих в атмосфере с супер-гиперзвуковыми скоростями и в отличии от искусственных конструкций с самой различной плотностью их материалов, такие расчеты не велись.

Ключевые слова: *метеороиды, колебание, асимметричное обтекание, аэродинамические характеристики, нелинейные уравнения, угол атаки, амплитуды*

Введение. По статистическим данным ежегодно в атмосферу Земли вторгаются десятки малых космических тел с колоссальными гиперзвуковыми скоростями от 11 до 72км/с [1]. Ранее нами изучалось движение компактных метеороидов с конфигурацией близкой к шаровой, которое подчинялось уравнениям классической физики метеоров [2, 3]. Однако, в действительности часто форма даже осесимметричных метеороидов отличается от подобной конфигурации и их обтекание при падении в атмосфере происходит асимметрично, что приводит к инициированию колебательного движения таких тел около их оси симметрии [4, 5]. Причем возникающие при этом возмущения достаточно велики и при расчетах по уравнениям метеорной физики на результатах сказываются внесенные колебаниями коррективы.

Сложность расчетов, присущая изучению полета этих тел, связана именно с исследованием их движения относительно центра масс, которое описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений причем с переменными коэффициентами, зависящими в том числе и от аэродинамических характеристик тела: коэффициентов аэродинамического сопротивления, подъемной силы, момента тангажа, а также демпфирующего момента тангажа при широком

диапазоне изменения угла атаки. Диапазон же возможных приближенных решений подобных уравнений весьма узок, так что при отсутствии ограничений на величину угла атаки таких метеороидов для корректного исследования их колебательного движения в атмосфере его можно проводить только с помощью численных методов.

В настоящей работе рассматривается полет метеороида в форме эллипсоида вращения, вторгающегося в атмосферу Земли под углами атаки для различных параметров входа тела в атмосферу. Изучаются также особенности движения этого объекта в случае несовпадения геометрического центра тела с его центром масс.

Математическая модель: основные уравнения движения метеороида. Приводится математическая модель, представляющая процесс падения метеороида, имеющего форму эллипсоида вращения (пара меньших полуосей имеет одинаковую длину) и входящего в атмосферу Земли под некоторым углом атаки. Считается, что в случае нулевого угла атаки большая полуось эллипсоида совпадает с направлением вектора скорости его центра масс. Важными аспектами в этой модели являются как нахождение закона движения центра массы метеороида, так и исследование его движения вокруг центра масс.

На рис. 1 представлены две системы координат, одна из которых связана с рассматриваемой формой тела, другая – скоростная связана с направлением вектора скорости центра массы метеороида (точка O).

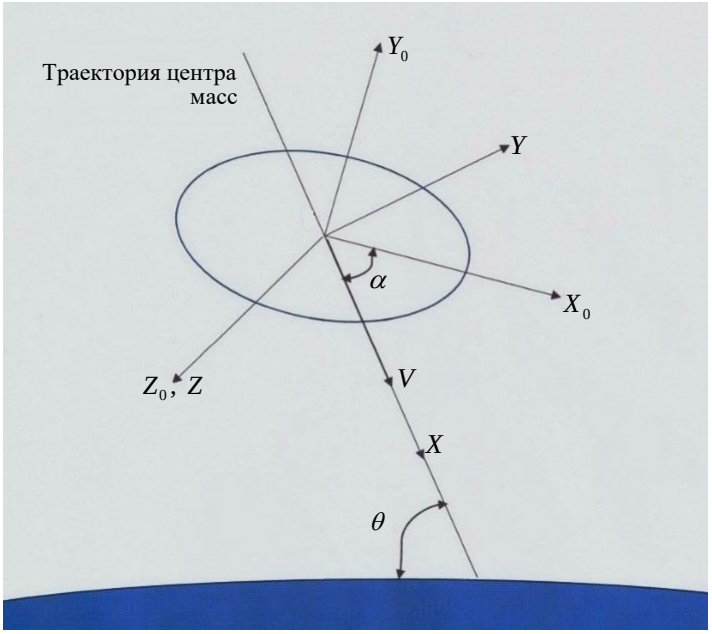


Рис. 1. Системы координат при полете метеороида

Ось OX ориентирована по направлению вектора скорости $\mathbf{V}$, ось OX_0 направлена вдоль оси симметрии (большой полуоси) эллипсоида; ось OY_0 располагается перпендикулярно к оси OX_0 в плоскости, проходящей через оси OX_0 и OX, а ось OZ_0 — перпендикулярно к осям OX_0 и OY_0. Угол α между осями OX_0 и OX является углом атаки для рассматриваемого тела. Движение оси метеороида в плоскости угла атаки характеризуется угловой скоростью $d\alpha/dt$, относительно оси OZ_0.

Изменения скорости центра массы метеороида V, угла наклона вектора скорости к земной поверхности θ описываются уравнениями физической теории метеоров [6]:

$$M\frac{dV}{dt} = Mg\sin\theta - C_X S\frac{\rho V^2}{2}, \tag{1}$$

$$MV\frac{d\theta}{dt} = Mg\cos\theta - \frac{MV^2\cos\theta}{R_E + z} - C_Y S\frac{\rho V^2}{2}, \tag{2}$$

$$\frac{dz}{dt} = -V\sin\theta, \tag{3}$$

$$\frac{dL}{dt} = V\cos\theta. \tag{4}$$

Здесь C_X, C_Y — коэффициенты аэродинамического сопротивления и подъемной силы соответственно; M — масса метеороида; S — площадь миделя тела; R_E — радиус Земли; z — высота положения метеорного тела над ее поверхностью, L — дальность полета. Изменение плотности воздуха ρ с высотой z задается формулой:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-z/h\right). \tag{5}$$

В настоящей модели не учитывается процесс абляции метеороида, то есть не рассматривается уравнение изменения его массы во время полета.

Уравнение, представляющее колебание угла атаки метеороида при входе в атмосферу, записывается в виде [4]:

$$I_z\frac{d^2\alpha}{dt^2} - m_z^{\omega}(\alpha)\frac{qSl^2}{V}\frac{d\alpha}{dt} - m_z(\alpha)qSl = 0. \tag{6}$$

Здесь I_z — момент инерции тела относительно оси Z; $q = \rho V^2/2$ — скоростной напор, l — характерный размер тела (например, большая полуось);

$$m_z(\alpha) = M_z / qsl$$

— аэродинамический коэффициент момента тангажа, где M_z — момент тангажа; $m_z^{\omega}(\alpha)$ — коэффициент демпфирующего момента, возникающий при колебаниях метеороида вокруг центра масс [4].

Для решения системы (1) – (6) задаются начальные условия при $t = 0$ (индекс «e» соответствует параметрам входа метеороида в атмосферу):

$$V = V_e; \quad \theta = \theta_e; \; L = 0; \quad z = z_e; \quad \alpha = \alpha_e; \quad \left(d\alpha/dt\right)_e = 0.$$

Рассматриваемая система уравнений существенно нелинейна. Для ее решения необходимо знание аэродинамических характеристик этого небесного тела в зависимости от величины угла атаки α.

Расчет аэродинамических характеристик тела. Аэродинамические характеристики рассматриваемого тела-метеороида при его сверхзвуковом обтекании определяются с помощью модифицированного метода, предложенного в работах [7-9]. При этом совместно используются уравнения Эйлера и Навье-Стокса в приближении тонкого слоя. Для расчета течения используется система вычислительных сеток – для внешнего невязкого поля течения равномерная по пространству с прямоугольными ячейками, на которую накладывается набор сеток, моделирующих течение около поверхности обтекаемого тела.

При расчете стационарного обтекания методом установления решения на внешней сетке и на сетке около тела согласуются между собой с помощью интерполяции в соответствующих узлах [7]. Для того, чтобы решения на внешней сетке и сетках около тел связать в единое целое, после выполнения шага интегрирования значения газодинамических функций на внешней границе сетки около тела путем интерполяции определяются из решения, получаемого на внешней сетке. В то же время решение во всех узлах внешней сетки, попадающих внутрь области определения решения сетки около тела, заменяется решением, получаемым на последней.

Алгоритм решения нестационарной задачи с учетом колебательного движения тела в воздушной среде реализован на основе метода Эйлера. По результатам этого расчета после шага интегрирования по времени осуществляется поворот тела, который либо задается аналитически некоторой функцией, либо определяется из уравнения, описывающего его вращение. Тело поворачивается вместе с сеткой. При изменении физического положения каждого узла расчетной сетки, газодинамические параметры течения в них корректируются в соответствии с их новым положением. Кроме того, после каждого движе-

ния тела совместно с сеткой заново определяются коэффициенты интерполяции с внешней сетки на сетку около тела. При его движении условия прилипания на поверхности должны соответствовать задаваемому движению. В данной работе начальное поле течения получалось методом установления при решении задачи об обтекании стационарной геометрии, а затем тело постепенно раскручивалось.

С помощью этого метода рассчитываются аэродинамические характеристики эллипсоида в зависимости от угла атаки, которые представлены на рис. 2. Линиями с маркерами приведены результаты расчета коэффициентов аэродинамического сопротивления C_X, подъемной силы C_Y и момента тангажа m_z.

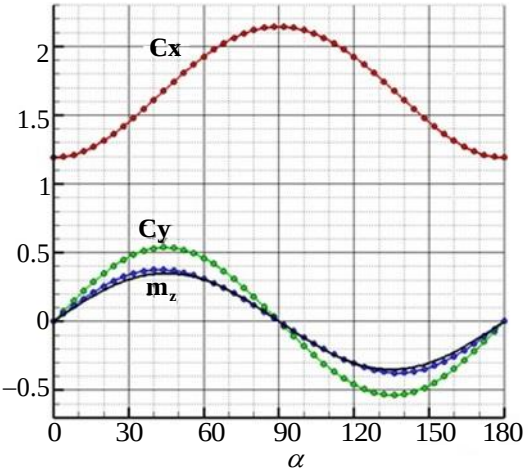
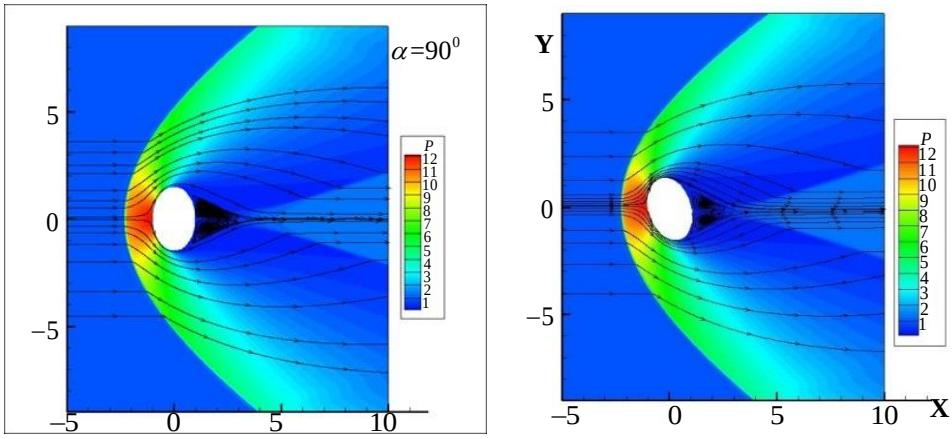


Рис. 2. Аэродинамические характеристики эллипсоида в зависимости от угла атаки α

На рис.2 линией без маркеров приведена аналитическая аппроксимация коэффициента момента тангажа в зависимости от угла атаки: $m_z(\alpha) = 0.35\sin(2\alpha)$. В качестве характерной площади используется площадь миделя при $\alpha = 0^0$. Расчеты проводились при углах атаки от 0 до 90^0. Изменение коэффициента C_X во многом обусловлено изменением фактической площади миделя при повороте тела.

Из характера изменения коэффициента m_z можно сделать вывод об устойчивых точках равновесия. Имеют место два положения, при которых действующий момент аэродинамических сил равен 0, когда направление обтекающего потока совпадает с тем или другим направлением полуосей. Однако, если поток направлен вдоль большой полуоси, то положение равновесия неустойчиво, так как увеличение угла атаки приводит к росту опрокидывающего момента тан-

гажа. Второе же направление, когда поток направлен вдоль малой полуоси, является устойчивым [10]. Фактически это означает, что в сверхзвуковом потоке тело, которое по форме близко к форме удлиненного эллипсоида, стремится занять положение поперек потока, когда малая полуось направлена вдоль вектора скорости (или положение под углом атаки 90^0 в принятой здесь системе координат). На рис. 3а приведено положение тела, при котором оно аэродинамически устойчиво в сверхзвуковом потоке. Следует отметить, что здесь предполагалось, что тело однородно и его центр масс расположен в точке пересечения полуосей.



а) б)

Рис. 3. Картины обтекания в аэродинамически устойчивом положении:
а) — центр масс совпадает с геометрическим центром тела, угол атаки $\alpha = 0^0$;
б) — центр масс смещен вперед по его длинной оси на расстояние, равное 3 % от длины тела, $\alpha = 72^0$

В случае если тело неоднородно, что часто бывает с метеороидами, то центр масс тела может не совпадать с его геометрическим центром. Допустим, что центр масс метеороида смещен вперед по его длинной оси на расстояние, равное 3 % от длины тела. В этом случае, как показывают расчеты, балансировочный угол атаки будет уже не 90^0, а 72^0, т.е. при этом угле атаки тело будет устойчиво в аэродинамическом потоке (рис. 3б).

В случае смещенного таким образом центра масс аэродинамические коэффициенты C_X и C_Y в зависимости от угла атаки не изменятся, т.е. будут иметь вид такой же как на рис. 2, а рассчитанный коэффициент момента m_z в зависимости от α будет определяться более сложной зависимостью, представленной на рис. 4.

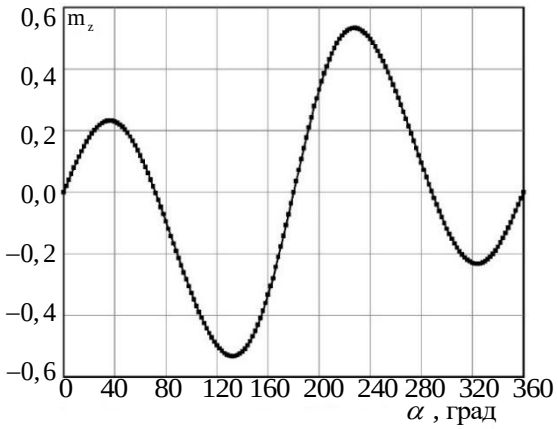


Рис. 4. Зависимость момента тангажа m_z от угла атаки α в случае смещения центра масс от геометрического центра тела

Расчет демпфирующего момента тангажа. Для определения коэффициента демпфирующего момента тангажа m_z^{ω} проводится расчет нестационарного обтекания тела, которое вращается с вынужденной постоянной угловой скоростью ω. Закон изменения скорости изменения угла атаки (фактически, угловой скорости вращения) $d\alpha/dt$ и его текущего значения α в зависимости от времени t определяется следующими формулами:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega\frac{t}{T},\ \alpha = \omega\frac{t^2}{2T},\ t \le T,$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega,\ \alpha = \omega\left(t - T\right) + \omega\frac{T}{2},\ t \ge T\ .$$

Параметры вращения определяются двумя константами: T — временем выхода на стационарный режим вращения; $\omega_a = \omega l/V$ — безразмерной скоростью вращения, где l — характерный размер тела (в данном случае размер малой полуоси), V — величина скорости центра масс тела.

На рис. 5 приведено изменение коэффициентов момента тангажа в зависимости от угла атаки для случаев: $\omega_a = 0$ = 0 — тело не вращается, $\omega_a = 0.25$ — тело вращается с постоянной угловой скоростью (данные приводятся для варианта, когда центр масс тела совпадает с его геометрическим центром). Видно, что момент тангажа вращающегося тела отличен от момента тангажа невращающегося тела. На начальном участке после установления постоянной скорости вращения до угла поворота $\sim 60^0$ на приведенные данные, по всей видимости, влияет участок разгона, но далее отличие между двумя зависи-

мостями одинаково с периодом 180^0. Следовательно, можно построить коэффициент демпфирующего момента m_z^{ω} в зависимости от угла атаки, который определяется выражением:

$$m_z^{\omega}(\alpha) = \frac{m_z(\alpha, \omega_a) - m_z(\alpha, 0)}{\omega_a}.$$

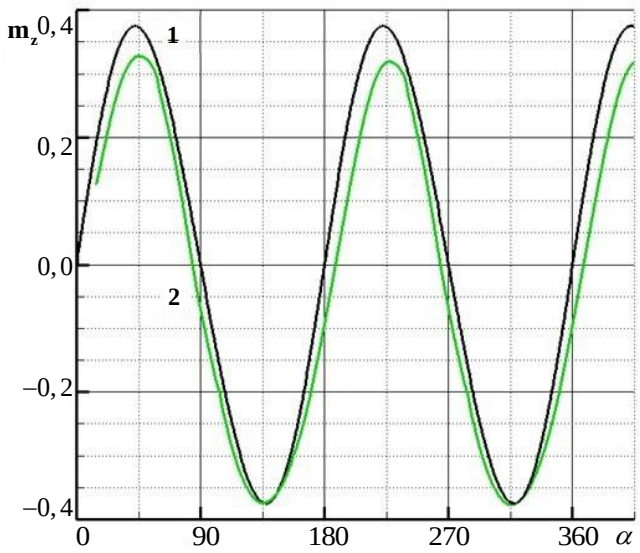


Рис. 5. Момент тангажа невращающегося (линия 1, $\omega_\alpha = 0$) и вращающегося (линия 2, $\omega_\alpha = 0.25$) тела в зависимости от угла атаки α

Модули функции $\left|m_z^{\omega}\right|$, определенные по результатам численных расчетов, приведены на рис. 6.

Линиями с маркерами отмечены результаты оценки m_z^{ω} по результатам численного моделирования. Линия 1 — результат моделирования при движении тела из положения $\alpha = 0$ с увеличением угла атаки. По результатам моделирования получается, что данная зависимость не обладает свойством симметрии. Фактически, положения $\alpha = 0$ и 180^0 с точки зрения ориентации тела по отношению к набегающему потоку не отличаются, но оказывается важным, каким образом тело приходит в это положение.

При расчете с противоположным направлением вращения была получена линия 2, которая оказалась идентичной линии 1, но отраженная относительно центральной линии $\alpha = 90^0$ Важно отметить, что при углах атаки близких к 90^0 результаты оценки демпфирующе-

го момента тангажа отличаются несущественно (независимо от направления изменения угла атаки). Возможно, что неоднозначность определения $m_z^{\omega}(\alpha)$ в окрестностях углов $\alpha = 0$ и 180^0 обусловлена тем, что в этих точках тело не обладает аэродинамической устойчивостью.

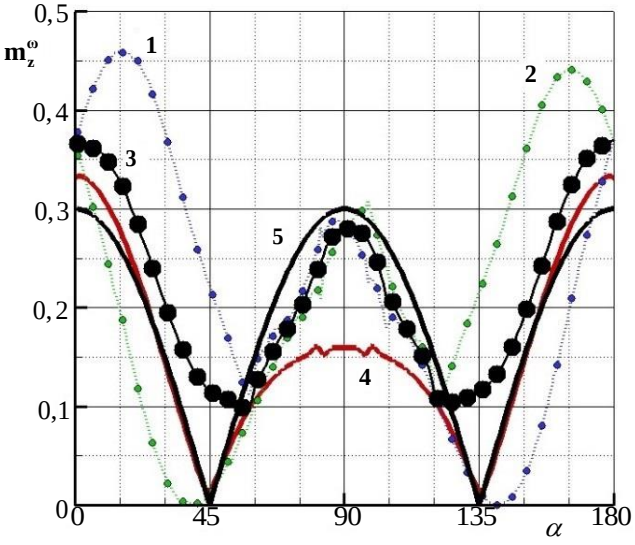


Рис. 6. Модули функции коэффициента демпфирующего момента тангажа, рассчитанные разными методами

Линия 3 — это есть среднеарифметическая оценка коэффициента $m_z^{\omega}(\alpha)$ по результатам расчетов. Линия 4 — оценка демпфирующего момента тангажа по результатам расчета стационарных аэродинамических характеристик. Можно отметить, что полученные оценки хорошо согласуются качественно. Линия 5 — аналитическая аппроксимация $-m_z^{\omega}(\alpha) = 0.3|\cos(2\alpha)|$ коэффициента демпфирующего момента тангажа, которая в дальнейшем, как один из вариантов аппроксимации, используется для проведения динамических расчетов.

Для проверки выбранного значения угловой скорости вращения проводились контрольные расчеты со значениями $\omega_a = 0.25$ и 0.125, которые показали, что задаваемая величина скорости вращения на оценку демпфирующего момента тангажа существенного влияния не оказывает.

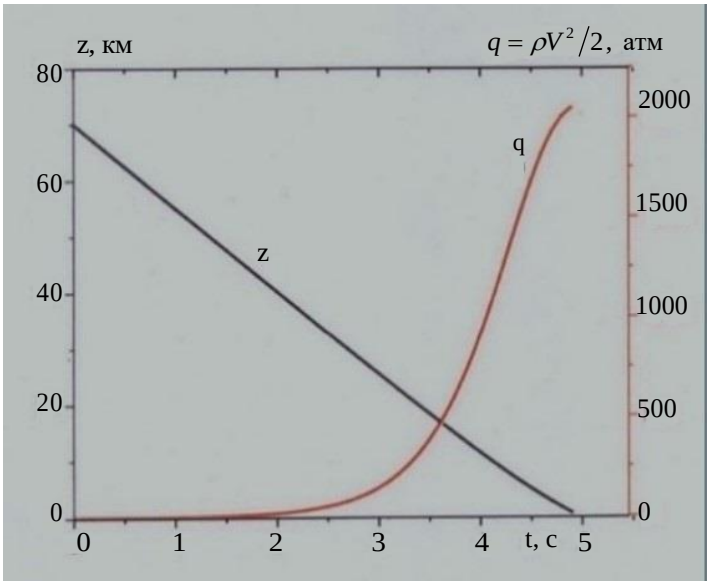
Результаты расчетов параметров движения метеороида. Решение системы уравнений движения метеороида (1) - (6) с учетом рассчитанных аэродинамических характеристик проводилось с помощью модифицированного метода Эйлера [11]. Важным моментом при решении являлся выбор шага по времени в связи с возникающи-

ми высокочастотными колебаниями угла атаки рассматриваемого тела.

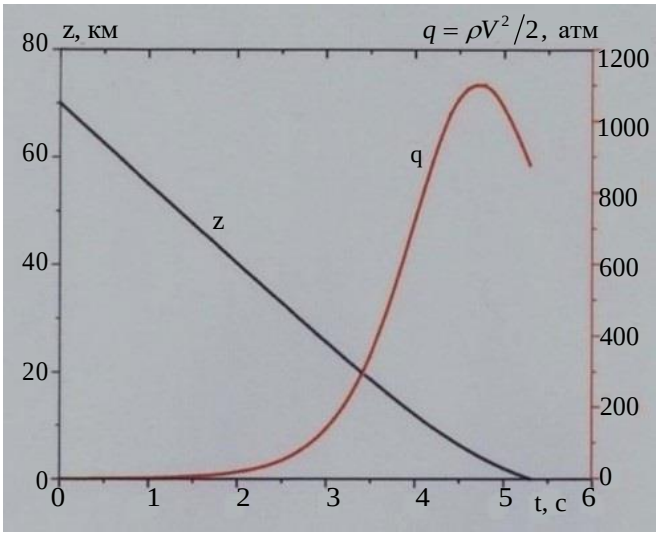
Изучалось движение крупного каменного метеороида плотностью $\rho_b = 3\times10^3$ кг/м^3, имеющего форму эллипсоида с размерами полуосей $a = c = 5.0$ м, $b = 7.5$ м. Масса такого тела ~ 2300 тонн. Рассматривалась скоростная траектория его полета со скоростью входа V_e=30 км/с и различными углами наклона вектора скорости к горизонту θ_e при входе в атмосферу. Изучались как баллистические параметры метеороида без учета его колебательного движения вокруг центра масс (система уравнений (1) - (5)), так и анализировался характер его же перемещения при колебательном движении вокруг центра масс (система уравнений (1) - (6)).

На рис. 7 представлены изменения скоростного напора q и высоты полета метеороида z в зависимости от времени полета без учета (рис. 7а) и с учетом (рис. 7б) колебательного движения тела вокруг центра масс. При этом считалось, что тело входит в атмосферу (как показывают оценки, высоту входа можно принять равной 70 км) под нулевым углом атаки и его центр масс совпадает с геометрическим центром.

Из графиков на рис. 7 видно, что наличие колебательного движения метеороида существенно сказывается на величине скоростного напора метеороида, а также незначительно увеличивает время полета метеороида в атмосфере до выпадения. Так, например, пиковое значение величины скоростного напора $q = \rho V^2/2$ при учете колебаний тела примерно в два раза меньше, чем та же величина без их учета.



а)



б)

Рис. 7. Изменения скоростного напора $q = \rho V^2/2$ и высоты метеороида z в зависимости от времени полета t при входе в атмосферу с параметрами: $V_e = 30$ км/с, $\theta_e = 30^0$, $\alpha_e = 0^0$ без учета (а) и с учетом его колебательного движения вокруг центра масс (б)

На рис. 8 представлена амплитуда колебаний метеороида во время полета при параметрах входа в атмосферу: $V_e = 30$ км/с, $\theta_e = 30^0$, $\alpha_e = 0^0$. Из графика на рис. 8. видно, что при полете этого метеороида сначала происходит резкое увеличение угла атаки, а далее тело разворачивается поперек потока и наблюдаются его колебания с довольно большими амплитудой и частотой около балансировочного угла атаки 90^0. Следует также отметить, что скорость и скоростной напор, являются «медленно» изменяющимися функциями по сравнению с изменениями угла атаки.

На амплитуду и частоту колебаний угла атаки метеороида, кроме его аэродинамических характеристик, оказывает влияние характер изменения скоростного напора вдоль траектории. Из данных на рис. 8 видно, что на последней секунде полета скоростной напор начинает уменьшаться из-за торможения тела, в результате чего его динамическая устойчивость немного снижается и происходит некоторое увеличение амплитуды колебаний.

Влияние величины угла атаки при входе тела в атмосферу на характер возмущающих колебаний представлено на рис. 9. Как видно из рис. 9, а также рис. 8, чем больше начальное значение α_e, тем меньше амплитуда возмущающих колебаний. Расчеты также показали, что при входе небесного тела в атмосферу под углом атаки 90^0,

его колебания вокруг центра масс не происходит, то есть метеороид под этим углом атаки находился в положении устойчивого равновесия и совершал полет без колебаний вокруг центра масс, двигаясь малой полуосью вперед по направлению вектора скорости (рис. 3а).

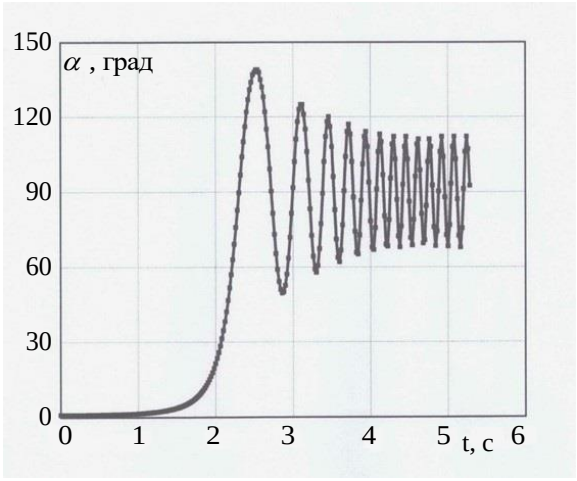
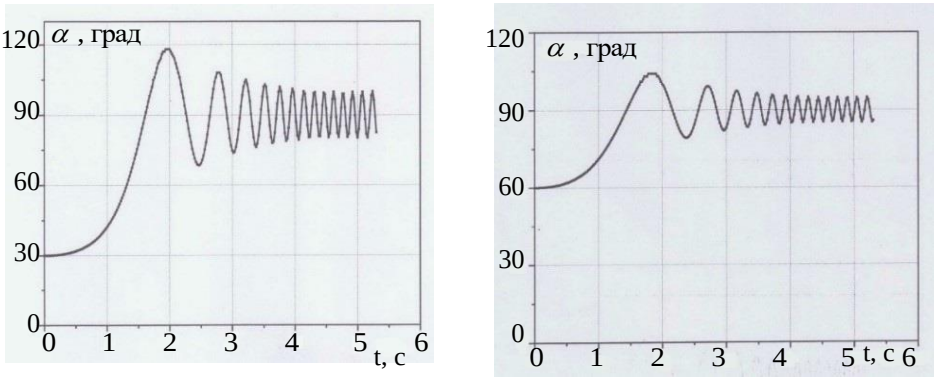


Рис. 8. Зависимость угла атаки метеороида от времени при параметрах входа в атмосферу $V_e = 30$ км/с, $\theta_e = 30^0$, $\alpha_e = 0^0$



а) б)

Рис. 9. Амплитуда колебаний метеороида α в зависимости от времени t : а) — $\alpha_e = 30^0$; б) — $\alpha_e = 60^0$

Расчетные данные на рис. 7-9 приведены для достаточно «крутой» траектории, когда угол вектора скорости на высоте 70 км к горизонту составлял 30^0, а центр масс совпадал с геометрическим центром метеороида.

Представляет интерес сравнить параметры колебательного движения тела в случаях совпадения и несовпадения этих центров. На рис. 10 представлены колебания тела в зависимости от времени полета при совпадении центра масс тела с его геометрическим цен-

тром и при смещении центра масс от геометрического центра вперед по его длинной оси на расстояние, равное 3 % от длины тела.

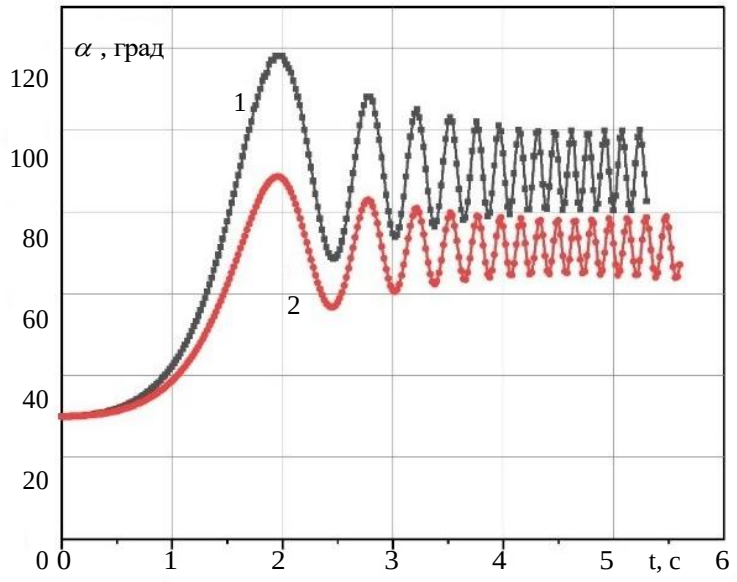


Рис. 10. Амплитуда колебаний метеороида α в зависимости от времени t :
при параметрах входа в атмосферу $V_e = 30$ км/с, $\theta_e = 30^0$, $\alpha_e = 30^0$:
1 — центр масс тела совпадает с геометрическим центром;
2 — центр масс смещен от геометрического центра

Из данных на рис. 10 видно, что при смещении центра масс колебания происходили около балансировочного угла, равного уже не 90^0, а 72^0, то есть при угле атаки 72^0 тело будет устойчиво в аэродинамическом потоке. Эта величина балансировочного угла существенно сказывалась на траекторных параметрах, то есть при этом угле атаки коэффициент подъемной C_Y силы не будет равен 0 (см. рис. 2) и возникала подъемная сила, которая влияла на траекторные параметры, что особенно проявлялось при малых углах входа метеороида в атмосферу

В таблице 1 приведены траекторные параметры: время полета, скорость, скоростной напор и угол наклона траектории у поверхности Земли для разных углов входа тела к горизонту (θ) на высоте 70 км. Проводилось сравнение расчетов для метеороидов, совершавших колебательное движение, для случаев, когда центр масс тела совпадал с его геометрическим центром и был смещен от геометрического центра на упомянутое расстояние.

Из данных таблице 1 видно, что при достаточно больших углах входа метеороида в атмосфере ($30^0, 25^0$) в случаях со смещенным центром масс траектории становились более пологими по сравне-

нию с соответствующими вариантами без смещения этого центра, при этом время полета увеличивалось незначительно, но в 1.5-2 раза снижались величины скорости, скоростного напора, угла наклона траектории у поверхности Земли. Также из данных таблицы 1 видно, что при малых углах входа (20^0, 15^0) тела в атмосферу в случаях со смещенным центром масс время полета увеличивалось на порядок, и на два порядка уменьшался скоростной напор у поверхности Земли по сравнению с соответствующими данными, когда центр масс тела и его геометрический центр совпадали.

Таблица 1

Параметры траектории для разных углов входа тела в атмосферу.
V_e = 30 км/с, $\alpha_e = 30^0$

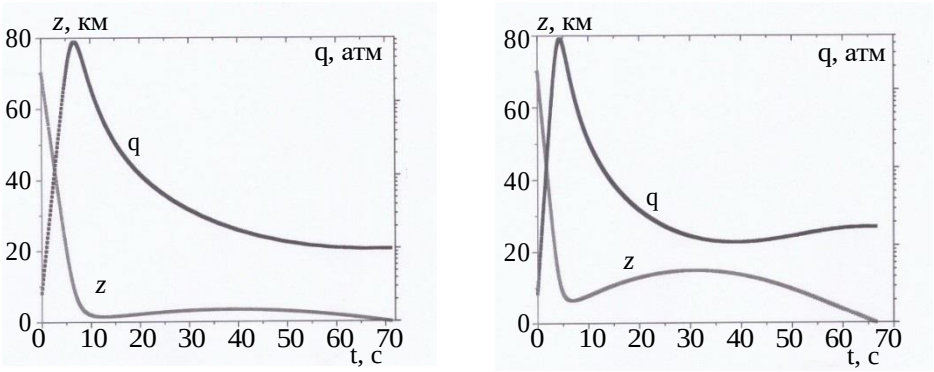
	Центр масс в геометрическом центре тела / Центр масс смещен			
Угол входа, град	Время полета, с	Скорость у поверхности Земли, км/с	Скоростной напор у поверхности Земли, атм	Угол наклона траектории в конечной точке полета, град
30	5.3 / 5.6	12.0 / 10.6	877 / 682	29.1 / 20.2
25	6.5 / 7.4	10.1 / 7.2	611 / 315	23.8 / 11.8
20	8.6 / 71.1	7.4 / 0.4	334 / 1	18.2 / 28.9
15	13.5 / 133	4.12 / 0.53	101 / 1.73	13.0 / 33.0

Изменения высоты полета и скоростного напора в зависимости от времени для этих углов входа в случае смещения центра масс имеют вид, представленный на рис. 11.

Из приведенных на рис. 11 данных видно, что на низких высотах, возникающая подъемная сила сказывалась на траектории полета — в какой-то момент времени эта траектория становилась даже восходящей, что особенно заметно при небольшом угле входа в атмосфере $\theta_e = 15^0$, однако величина скорости полета тела препятствовала дальнейшему восхождению тела и оно плавно, под действием в основном силы тяжести спускалось вниз. В работе [12] рассмотрены примеры таких нестандартных траекторий с восходящими и нисходящими режимами движения метеороидов.

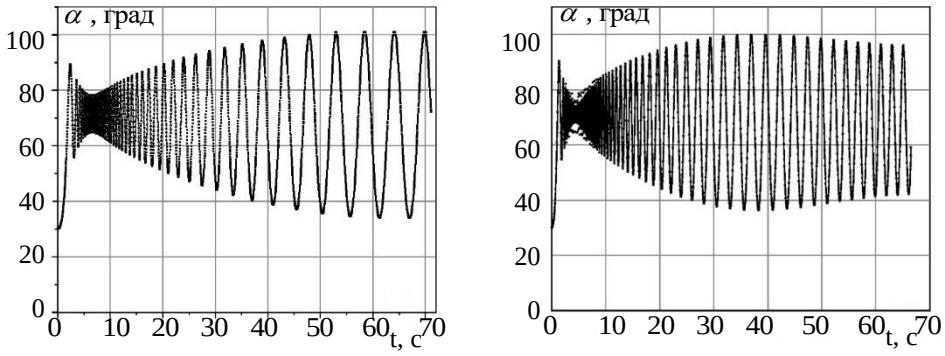
В итоге получался достаточно протяженный полет метеороида при балансировочном угле атаки, равном 72^0.

Амплитуда колебаний тела для углов входа в атмосферу $\theta_e = 20^0$ и 15^0 представлена на рис. 12. Из графиков на рис. 12 видно, что амплитуда колебаний угла атаки метеороида коррелировалась с характером изменения скоростного напора вдоль траектории (рис. 11).



а) б)

Рис. 11. Изменения скоростного напора $q = \rho V^2/2$ и высоты z в зависимости от времени полета t метеороида при входе в атмосферу с параметрами: $V_e = 30$ км/с, $\alpha_e = 30^0$ в случае смещения центра масс от геометрического центра метеороида:
а) — угол входа в атмосферу $\theta_e = 20^0$; б) — угол входа в атмосферу $\theta_e = 15^0$



а) б)

Рис. 12. Амплитуда колебаний метеороида α в зависимости от времени t при параметрах входа в атмосферу $V_e = 30$ км/с, $\alpha_e = 30^0$ в случае смещения центра масс от геометрического центра метеороида:
а) — угол входа в атмосферу $\theta_e = 20^0$; б) — угол входа в атмосферу $\theta_e = 15^0$

Выводы. Рассмотрены особенности движения метеороида, имеющего форму эллипсоида, при полете в атмосфере Земли, при котором он совершал колебательные движения вокруг центра масс. С помощью методов вычислительной аэродинамики получены аэродинамические характеристики метеороида, включая коэффициент демпфирующего момента тангажа, в зависимости от величины угла атаки. Установлено, что учет в математической модели колебательного

движения метеороида около центра масс существенно сказывается на величинах скорости его полета и скоростного напора, а также на саму траекторию и время полета метеороида в плотных слоях атмосферы. Получено, что, если центр масс метеороида совпадал с его геометрическим центром, то под действием аэродинамических сил и моментов метеороид совершал колебания вокруг центра масс при балансировочном угле атаки 90^0. В случае смещения центра масс от геометрического центра вперед по его длинной оси на расстояние, равное 3 % от длины тела, величина балансировочного угла составляла 72^0. В этом случае для углов входа тела в атмосферу $\leq 20^0$ из-за возникающей подъемной силы существенно изменялись время полета и его траектория, которая искривлялась вверх или вниз. Полученные результаты свидетельствуют о том, что для корректного исследования параметров траектории метеороидов «неправильной» формы следует учитывать их движение вокруг центра масс.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Brown P.G., Spalding R.E., ReVelle D.O., Tagliaferri E., Worden S.P. The flux of small near-Earth objects colliding with Earth. *Nature*, 2002, vol. 420, № 6913, pp. 294-296.

[2] Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. Моделирование движения и разрушения болидов в атмосфере Земли. *Теплофизика высоких температур*, 2016, т. 54, № 3, с. 328-335.

[3] Андрущенко В.А., Максимов Ф. А., Сызранова Н. Г. Моделирование полета и разрушения болида Бенешов. *Компьютерные исследования и моделирование*, 2018, т. 10, № 5, с. 605−618.

[4] Липницкий Ю.М., Красильников А.В., Покровский А.Н., Шманенков В.Н. *Нестационарная газовая динамика*. Москва, Физматлит, 2003, 176 с.

[5] Ярошевский В.А. *Движение неуправляемого тела в атмосфере.* Москва, Машиностроение, 1978, 168 с.

[6] Левин Б.Ю. *Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе*. Москва, Из-во АН СССР, 1956, 293 с.

[7] Максимов Ф.А. Сверхзвуковое обтекание системы тел. *Компьютерные исследования и моделирование*, 2013, т. 5, № 6, с. 969–980.

[8] Гувернюк С.В., Максимов Ф.А. Сверхзвуковое обтекание плоской решетки цилиндрических стержней. *ЖВММФ*, 2016, т. 56, № 6, с. 106-114.

[9] Максимов Ф.А. Численное моделирование гистерезиса при обтекании плоского сопла. *Математическое моделирование и численные методы*. 2023, № 4, с. 27–46.

[10] Лебедев А.А., Чернобровкин Л.С. *Динамика полета беспилотных летательных аппаратов.* Москва, Машиностроение, 1973, 616 с.

[11] Эйлер Л. *Интегральное исчисление*. *Том 1*. Москва, ГИТТЛ, 1956, 415 с.

[12] Syzranova, N.G., Andrushchenko, V.A. Unconventional Trajectories of Meteoroids in the Earth's Atmosphere. Springer. Smart Innovation, Systems and Technologies, 2022, vol. 274, pp. 179–193.

Статья поступила в редакцию 10.07.2024

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Максимов Ф.А., Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. Моделирование полета метеороидов в атмосфере Земли, сопровождаемого их колебательным движением. *Математическое моделирование и численные методы,* 2024, № 4, с. 93–110.

Максимов Федор Александрович — д-р техн. наук, г.н.с. Института автоматизации проектирования РАН. e-mail: f_a_maximov@mail.ru

Сызранова Нина Геннадьевна — канд. техн. наук, с.н.с., Ученый секретарь Института Автоматизации проектирования РАН. e-mail: nina-syzranova@ya.ru
Андрущенко Виктор Анатольевич – д-р физ.-мат. наук, г.н.с. Института автоматизации проектирования РАН. e-mail: andrusviktor@ya.ru

On the features of the flight of meteoroids in the Earth's atmosphere, accompanied by their oscillatory motion

© F.A. Maksimov, N.G. Syzranova, V.A. Andrushchenko

ICAD RAS, Moscow, 123056, Russia

Using methods of mathematical modeling and numerical calculations, the features of the motion of small space bodies – meteoroids during their flight in dense layers of the atmosphere, when they oscillate around their center of mass even with a slight deviation of their shape from the "correct" one, are studied. The influence of oscillatory motion on trajectory parameters is studied: velocity, angle of inclination of the trajectory to the Earth's surface, velocity pressure, etc. Options are also considered for cases where the center of mass of the meteoroid does not coincide with its geometric center. Previously, similar studies on asymmetric flow were conducted for descent spacecraft (landers), but for meteoroids, much larger irregularly shaped objects falling in the atmosphere at super-hypersonic speeds, unlike artificial structures with very different densities of their materials, such calculations were not carried out.

Keywords*: meteoroids, oscillation, asymmetric flow, aerodynamic characteristics, nonlinear equations, angle of attack, amplitudes*

REFERENCES

[1] Brown P.G., Spalding R.E., ReVelle D.O., Tagliaferri E., Worden S.P. The flux of small near-Earth objects colliding with Earth. *Nature*, 2002, vol. 420, № 6913, pp. 294-296.

[2] Syzranova N. G., Andrushchenko V. A. Simulation of the Motion and Destruction of Bolides in the Earth’s Atmosphere. *High Temperature*, 2016, vol. 54, No. 3, pp. 328-335.

[3] Andryshchenko V.A., Maksimov F. A., Syzranova N. G. Modelirovanie poleta i razrusheniya bolida Beneshov [Modeling of flight and destruction of the Beneshov bolide]. *Komp'yuternye issledovaniya i modelirovanie* [Computer research and modeling], 2018, vol. 10, No. 5, pp. 605−618.

[4] Lipnitsky Yu.M., Krasilnikov A.V., Pokrovsky A.N., Shmanenkov V.N. *Nestacionarnaya gazovaya dinamika* [Unsteady gas dynamics]. Moscow,

Fizmatlit, 2003, 176 p.

[5] Yaroshevsky V.A. *Dvizhenie neupravlyaemogo tela v atmosphere* [Motion of an uncontrollable body in the atmosphere]. Moscow, Mashinostroenie, 1978, 168 p.

[6] Levin B. Yu. *Fizicheskaya teoriya meteorov i meteornoe veshchestvo v solnechnoj sisteme* [Physical Theory of Meteors and Meteoric Matter in the Solar System]. Moscow, Izdatel'stvo AN SSSR [Akademia Nauk SSSR], 1956, 293 p.

[7] Maksimov F.A. Sverhzvukovoe obtekanie sistemy tel [Supersonic flow around a system of bodies]. *Komp'yuternye issledovaniya i modelirovanie* [Computer research and modeling], 2013, vol. 5, No. 6, pp. 969–980.

[8] Guvernyuk S.V., Maksimov F.A. Supersonic flow around a flat lattice of cylindrical rods. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2016, vol. 56, No. 6, pp. 106-114.

[9] Maksimov F.A. Numerical simulation of hysteresis around a flat nozzle. *Mathematical modeling and numerical methods*. 2023, No. 4, pp. 27–46.

[10] Lebedev A.A., Chernobrovkin L.S. *Dinamika poleta bespilotnyh letatel'nyh apparatov* [Flight dynamics of unmanned aerial vehicles]. Moscow, Mashinostroenie, 1973, 616 p.

[11] Euler L. *Integral'noe ischislenie. Tom 1* [Integral calculus. Volume 1]. Moscow, Gosudarstvennoe izdatel'svovo tekhniko-teoreticheskoj literatury [State publishing house of its technical and theoretical literature], 1956, 415 p.

[12] Syzranova, N.G., Andrushchenko, V.A. Unconventional Trajectories of Meteoroids in the Earth's Atmosphere. Springer. Smart Innovation, Systems and Technologies, 2022, vol. 274, pp. 179–193.

Maksimov F.A., Dr. Sc. (Eng.), Chief Scientific, Institute for Computer-Aided Design Russian Academy of Sciences. e-mail: f_a_maximov@mail.ru

Syzranova N. G., PhD (Eng.), Senior Researcher, Academic Secretary of Institute for Computer-Aided Design Russian Academy of Sciences. e-mail: nina-syzranova@ya.ru

Andrushchenko V. A., Dr. Sc. (Phys.-Math.), Chief Scientific, Institute for Computer-Aided Design Russian Academy of Sciences. e-mail: andrusviktor@ya.ru