Dynamics of the Flight of Meteoroid Fragments of Various Configurations in the Earth's Atmosphere

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

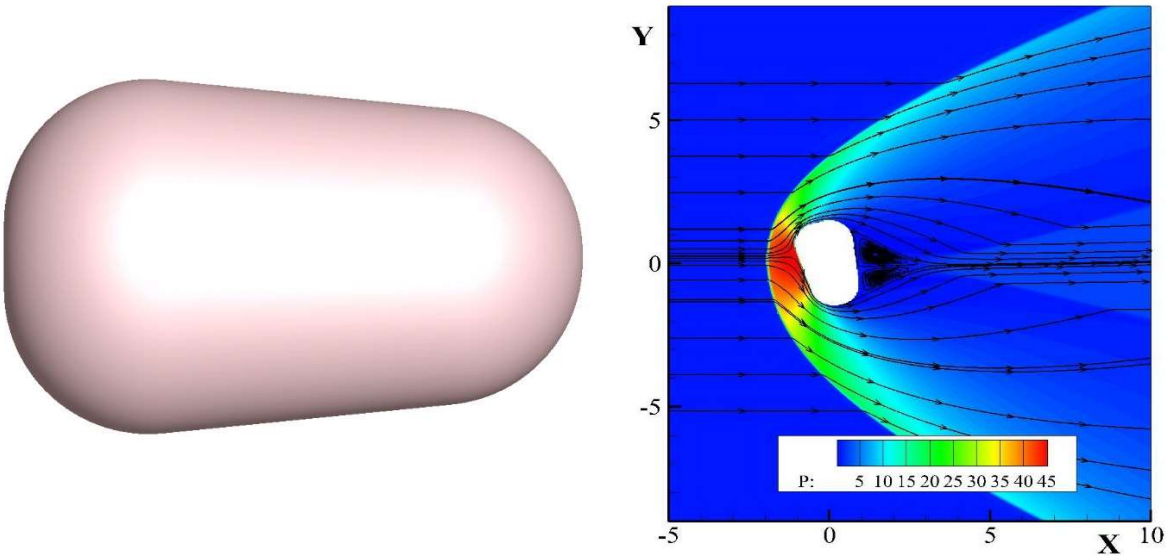
Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047, Russia

nina-syzranova@ya.ru

Abstract

The parameters of the motion of fragments of a destroyed meteoroid are investigated, depending on the features of their aerodynamic shape and taking into account their motion around the center of mass. Numerical calculations are used to study the flight of elongated axisymmetric bodies (fragments of a meteoroid) in the form of ellipsoids and truncated cones with different ratios of the radii of the front and bottom parts. The purpose of this work is to find aerodynamic configurations of bodies that model the shape of fragments, for which the motion in the atmosphere will be realized at a certain balancing angle of attack. The influence of the fragments' geometric shape on their possible deviation from the initial trajectory due to asymmetric flow is evaluated.

Keywords: meteoroid, flight dynamics, oscillatory motion, aerodynamic characteristics, fragment scattering.



a *b*

Body profile (*a*) and body flow pattern (*b*)

УДК 533.6+531

Динамика полета фрагментов метеороида различной конфигурации в атмосфере Земли

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

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
Россия, Москва, 125047, Миусская площадь, д.4
nina-syzranova@ya.ru

Аннотация

Исследуются параметры движения фрагментов разрушенного метеороида в зависимости от особенностей их аэродинамической формы и при учете движения их вокруг центра масс. С помощью численных расчетов изучается как полет удлиненных осесимметричных тел (фрагментов метеороида) в виде эллипсоидов, так и усеченных конусов с различными отношениями радиусов передней и донной частей. Цель данной работы – нахождение аэродинамических конфигураций тел, моделирующих форму фрагментов, для которых движение в атмосфере будет реализовываться под некоторым балансировочным углом атаки. Оценивается влияние геометрической формы фрагментов на возможное отклонение их от первоначальной траектории из-за асимметричности обтекания.

Ключевые слова: метеороид, динамика полета, колебательное движение, аэродинамические характеристики, рассеяние фрагментов

1. Введение

При анализе движения разрушенного метеороида важным вопросом является определение радиуса рассеяния фрагментов. В некоторых работах, например [1-3], отмечалось, что при численном моделировании полета небесных тел не удалось получить совпадения результатов расчета с данными наблюдения, при этом авторы ссылались на особенности аэродинамической формы отдельных фрагментов, приводящих к их значительному отклонению от предполагаемой траектории.

Самая простая геометрическая форма с точки зрения аэродинамики, которая, как правило, используется при расчете параметров движения и разрушения метеорных тел – это шар. Из простых соображений ясно, что на шар действует только сила аэродинамического сопротивления, направленная вдоль вектора скорости. Боковая сила из-за симметрии этого тела равна 0. Из экспериментальных исследований известно, что переход на поверхности шара от ламинарного к турбулентному режиму течения иногда происходит несимметрично. Это приводит к появлению подъемной силы, что обычно реализуется на режимах околозвуковых скоростей.

В реальности формы метеороидов отличаются от шарообразной конфигурации и их обтекание при падении в атмосфере происходит асимметрично с колебательным движением около их центра масс [4-6]. При этом особенности аэродинамического воздействия на метеорные тела различной конфигурации могут привести к значительному пространственному рассеянию фрагментов метеороида.

Если тело имеет удлинение, то при анализе полета необходимо учитывать не только аэродинамическое сопротивление, но и подъемную силу, а также момент тангажа. Подъемная сила реализуется, если тело летит под углом атаки, и при этом нарушается осесимметричность его обтекания. При полете в условиях равновесия, когда угол атаки остается постоянным, момент тангажа равен 0. Причем условие равенства момента тангажа нулю не

является достаточным для поиска положений равновесия, которые могут быть устойчивыми или неустойчивыми. Если момент тангажа увеличивается с ростом угла атаки (фактически меняется знак момента с отрицательного на положительный), то положение равновесия будет неустойчивым [7]. В этом случае при любом малейшем отклонении от него величина отклонения будет возрастать. Если момент тангажа уменьшается с ростом угла атаки (знак меняется с положительного на отрицательный), то это положение равновесия будет устойчивым. Так как на баллистическом теле нет активных способов изменения момента тангажа, то устойчивые положения равновесия представляют особенный интерес, и именно в этих условиях будет реализовываться основная траектория полета. Если положение равновесия реализуется при несимметричном обтекании, то кроме аэродинамического сопротивления на тело будет действовать еще и подъемная сила, что может привести к значительному отклонению траектории такого объекта от траектории баллистического полета тела типа «шар».

В работе [8] для модели разрушения метеороидов в атмосфере получены решения уравнений физической теории метеоров с меняющимися вдоль траектории коэффициентами сопротивления и теплопередачи, при этом рассматривались эллипсоидные формы конгломератов фрагментов с увеличивающимся радиусом миделева сечения.

В работе [9] делалась попытка оценить возможное отклонение отдельных фрагментов клиновидной формы от первоначальной траектории, вызванное особенностями их геометрической формы. Основной вывод этой работы состоял в том, что форма фрагментов могла сильней влиять на процесс их рассеяния, чем, например, взаимодействие этих фрагментов, когда они окружены общей ударной волной.

Цель данной работы численно исследовать движение удлиненных осесимметричных форм тела, для которых положения устойчивого равновесия будут реализовываться под углом атаки, то есть при наличии подъемной силы. С этой целью в качестве начальной формы выбирается цилиндр с удлинением 1.5 (отношение длины цилиндра к его диаметру). Также рассматриваются конфигурации, которые за счет уменьшения радиуса донной части приводятся к формам усеченного конуса. На рис. 1, *а* в качестве примера приведены сечения тел для параметра отношения радиуса донного среза R_2 к радиусу переднего среза R_1 $Kd = R_2/R_1 = 1;\ 0.9;\ 0.8;\ 0.7;\ 0.6$, а на рис. 1, *б* – форма тела при $Kd = 0.6$. Для того чтобы формы тел были более гладкими вводится безразмерный параметр r, отнесенный к радиусу переднего среза R_1, позволяющий скруглить переднюю и заднюю кромки усеченных конусов (в данном примере $r = 0.25$).

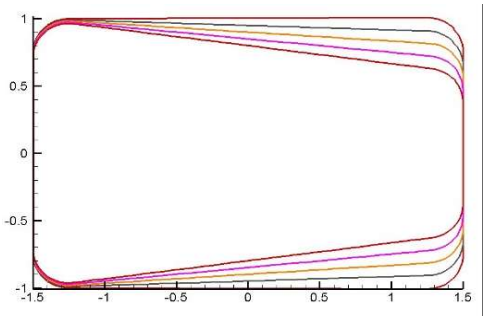


Рис. 1, *а*. Сечения усеченных конусов

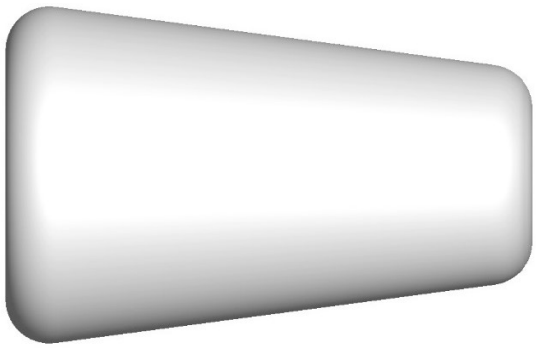


Рис. 1, *б*. Форма тела при $Kd = 0.6, r = 0.25$

Ясно, что в случаях конусности боковой поверхности тела происходит смещение центра масс вперед, что способствует появлению момента тангажа и подъемной силы. Появляющаяся асимметричность обтекания в этом случае может существенным образом повлиять на траекторию движения тела. Проводится сравнение параметров движения фрагментов с разной конусностью поверхности и равным по массе эллипсоидным и шарообразным телам.

2. Постановка задачи. Основные уравнения движения

Рассматривается математическая модель для имитации процесса падения удлиненного осесимметричного тела (фрагмента метеороида), движущегося в атмосфере под некоторым углом атаки. Предполагается, что в случае нулевого угла атаки ось симметрии тела совпадает с направлением вектора скорости его центра масс. Важными аспектами для этой модели являются как нахождение закона движения центра массы тела, так и исследование движения объекта вокруг его центра масс.

На рис. 2 представлены две системы координат, одна из которых связана с геометрическими осями тела (в данном случае эллипсоида), другая (скоростная) связана с направлением вектора скорости центра массы тела (точка О). То есть, ось OX совпадает по направлению с вектором скорости **V,** ось OX_0 направлена вдоль оси симметрии (большей 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, образованной осями OX_0 и OX, характеризуется угловой скоростью $\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}t$ относительно оси OZ_0.

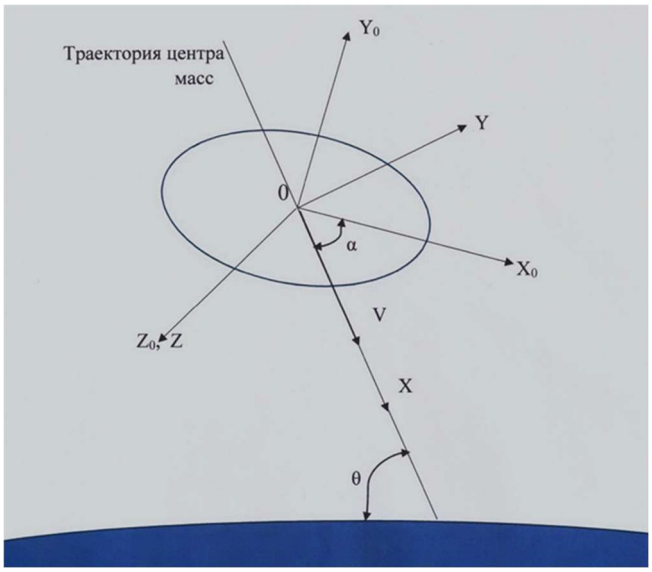


Рис. 2. Системы координат при полете метеороида

Изменения скорости центра массы метеороида (или его фрагмента) V, и угла наклона вектора скорости к земной поверхности θ описываются уравнениями [10]

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

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

$$\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = -V\sin\theta, \tag{3}$$

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} = -V\cos\theta \tag{4}$$

Здесь C_X, C_Y – коэффициенты аэродинамического сопротивления и подъемной силы соответственно; M – масса тела; S – характерная площадь 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

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

где ρ_0 – плотность атмосферы при $z = 0$, h – характерная шкала высоты.

Уравнение для колебания угла атаки тела в атмосфере таково [4]:

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

Здесь I_z – момент инерции тела относительно оси Z; $q = qV^2/2$ – 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 своего центра масс [4].

Для решения системы (1)–(6) задаются начальные условия при $t = 0$ (индекс «*e*» соответствует параметрам фрагмента метеороида на высоте, с которой начинается его автономное движение)

$$V = V_e;\ \theta = \theta_e;\ L = 0;\ z = z_e;\ \alpha = \alpha_e, (\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}t)_e = 0$$

Система уравнений (1-6) существенно нелинейна, для ее решения необходимо знание аэродинамических характеристик этого тела в зависимости от величины угла атаки α.

Использованная для оценок модель движения разрушенного метеороида не учитывает многие физические процессы, например, абляцию [11], но основная цель настоящей работы выяснить меру влияния геометрических параметров метеороидов на траектории их движения.

3. Аэродинамические характеристики космического тела

Аэродинамические характеристики рассматриваемого объекта при его сверхзвуковом обтекании определяются с помощью модифицированного метода, предложенного в работах [12–14]. 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, она равномерная по пространству с прямоугольными ячейками, а на нее накладывается набор сеток, для расчета течения около поверхности обтекаемого тела.

Алгоритм решения нестационарной задачи с учетом колебательного движения тела в воздушной среде приведен в работе [15].

Аэродинамические характеристики эллипсоида с соотношением полуосей 1.0:1.5 в зависимости от угла атаки представлены на рис. 3. Кривыми с маркерами приведены результаты расчета коэффициентов аэродинамического сопротивления C_X, подъемной силы C_Y и момента тангажа m_z. На этом рисунке кривая без маркеров – 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 $\alpha = 0°$. Из закономерностей изменения коэффициента m_z можно сделать вывод об устойчивых точках равновесия объекта. Когда центр масс тела совпадает с его геометрическим центром, имеют место два положения, при которых действующий момент аэродинамических сил равен 0, это происходит, когда направление обтекающего потока совпадает с тем или другим направлением полуосей. Однако, когда поток направлен вдоль большой полуоси, положение равновесия неустойчиво, так как увеличение угла атаки приводит к росту опрокидывающего момента тангажа. Второе же направление, когда поток направлен вдоль малой полуоси, является устойчивым [7]. Это означает, что в сверхзвуковом потоке тело, которое в виде удлиненного эллипсоида с цен-

тром масс, расположенным в точке пересечения полуосей, стремится занять положение поперек потока, когда малая полуось направлена вдоль вектора скорости (или положение под углом атаки 90° в принятой здесь системе координат).

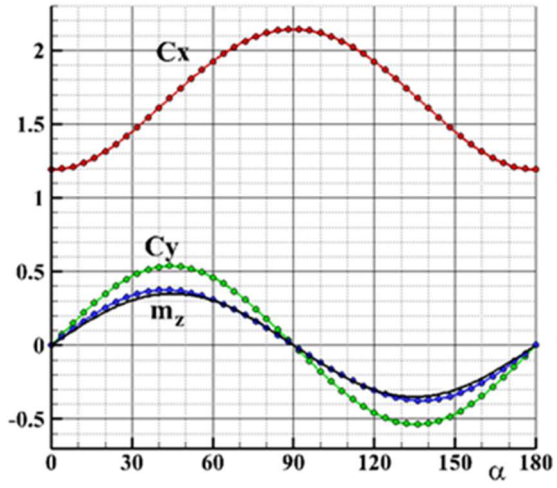


Рис. 3. Аэродинамические характеристики эллипсоида в зависимости от угла атаки α

В случае, если тело неоднородно, что характерно для метеороидов, то центр масс тела может не совпадать с его геометрическим центром. Допустим, что центр масс тела смещен вперед по его большей оси на расстояние, равное 3 % от длины тела. В этом случае, как показывают расчеты, балансировочный угол атаки равен уже не 90°, а 72° [6], т.е. при таком угле атаки тело будет устойчиво в аэродинамическом потоке.

В случае смещенного таким образом центра масс аэродинамические коэффициенты C_X и C_Y в зависимости от угла атаки не изменятся, т.е. имеют вид такой же как на рис.3, а рассчитанный коэффициент момента m_z в зависимости от α определяется более сложной зависимостью, представленной на рис. 4.

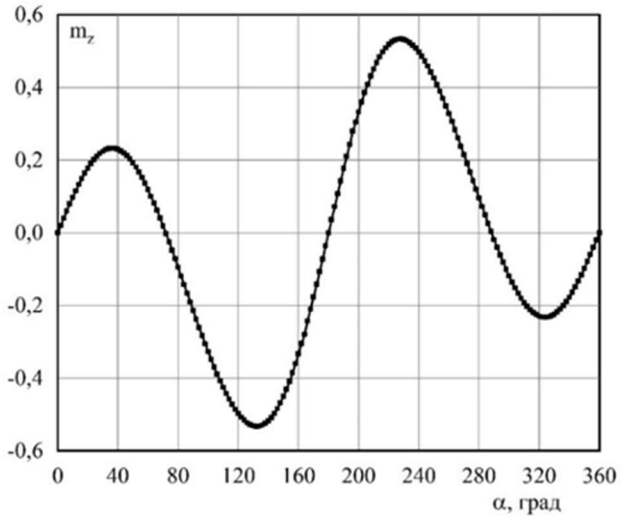


Рис. 4. Зависимость момента тангажа m_z от угла атаки α в случае смещения центра масс от геометрического центра тела на расстояние, равное 3 % от длины эллипсоида

Методика определения коэффициента демпфирующего момента тангажа m_z^{ω} приведена в работе [15].

Аэродинамические характеристики тел, имеющих форму усеченных конусов (однородных по плотности) с разными отношениями радиусов донного среза к радиусу переднего среза *Kd,* представлены на рис. 5–7.

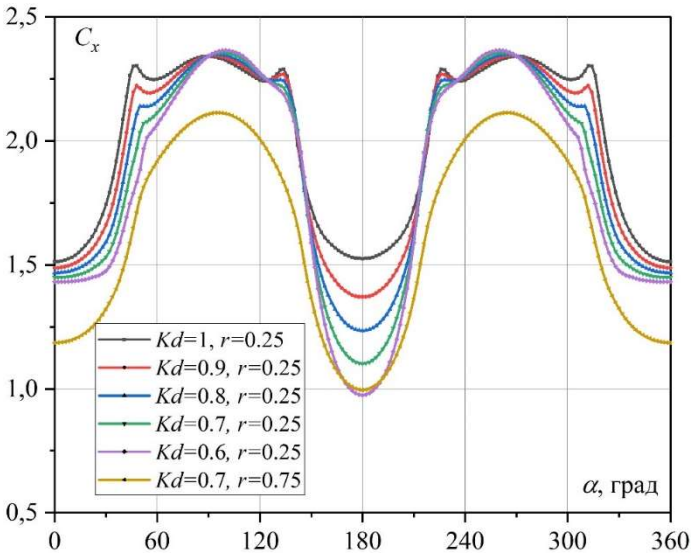


Рис. 5. Коэффициент аэродинамического сопротивления C_x тел с разными параметрами конусности *Kd* и закругления *r* в зависимости от угла атаки α

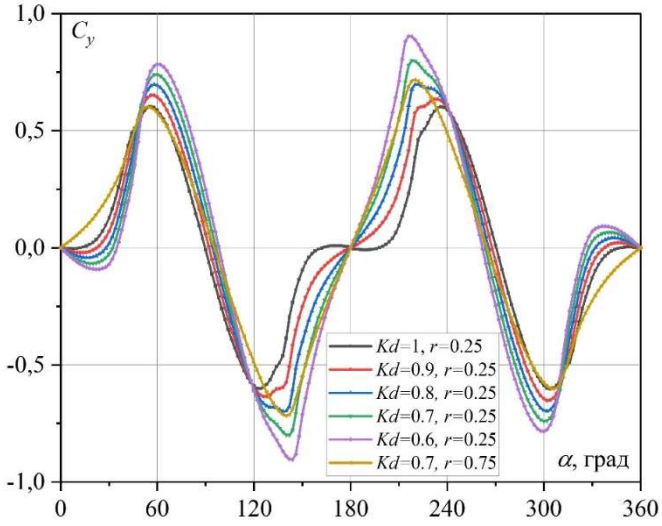


Рис. 6. Коэффициент аэродинамического сопротивления C_y тел с разными параметрами конусности *Kd* и закругления *r* в зависимости от угла атаки α

4. Результаты расчетов

Решение системы уравнений движения (1)–(6) фрагментов с учетом рассчитанных аэродинамических характеристик проводится с помощью модифицированного метода Эйлера [16]. Предполагается, что фрагменты метеороида, имеющие шарообразную, эллипсоидную и форму усеченного конуса с разными параметрами конусности, имеют заданную начальную скорость на определенной высоте и на этой высоте летят под одним и тем же углом к земной поверхности и одинаковым углом атаки.

Геометрические параметры для эллипсоида и усеченных конусов с удлинением 1:1.5 определяются с учетом того, что величины объема и массы этих тел равны соответствующим

параметрам шарообразного фрагмента. Пусть радиус шарообразного фрагмента равен $R=0.5$ м, плотность – $\rho=3000$ кг/м^3, тогда объем тела равен 0.5236 м^3, а масса – $M\approx1571$ кг. Исходя из этих параметров, определяются размеры и моменты инерции эллипсоидного тела и объектов, имеющих форму усеченных конусов с учетом величин радиусов скругления кромок. Основные геометрические параметры рассматриваемых тел представлены в табл. 1.

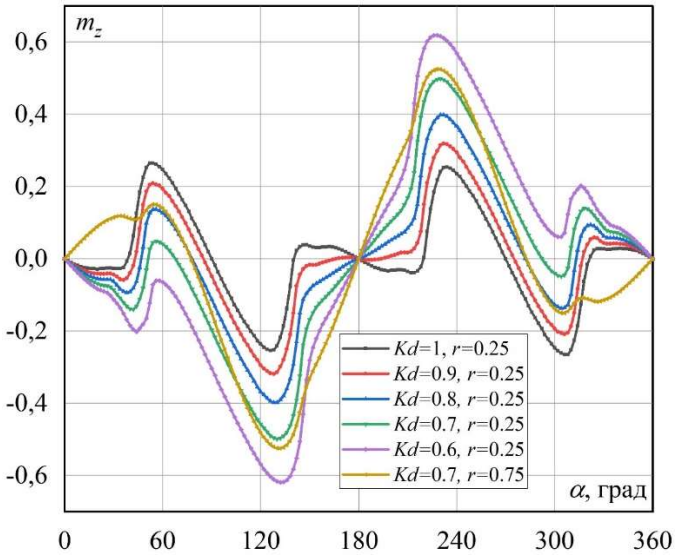


Рис. 7. Момент тангажа m_z тел с разными параметрами конусности Kd и закругления r в зависимости от угла атаки α

Таблица 1

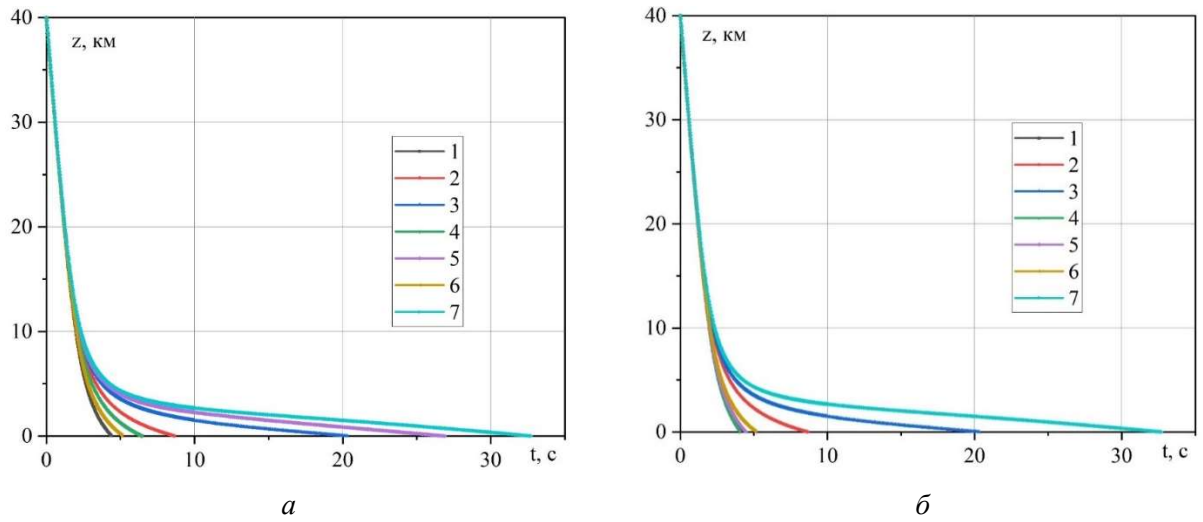
Основные параметры тел

№ тела	Форма тела*	R_1, м	R_2, м	Балансировочный угол атаки α при полете, при начальном угле атаки (на высоте 40 км) $\alpha_e=60°/30°$	Время полета, (с) при начальном угле атаки (на высоте 40 км) $\alpha_e=60°/30°$	Дальность полета (км) при начальном угле атаки (на высоте 40 км) $\alpha_e=60°/30°$
1	Шар	0.5	–	–	4.4	23.0
2	Эллипсоид	0.4368	0.6552	90°	8.7	23.1
3	Эллипсоид, со смещением ц. м. на 3 % вперед от центра формы	0.4368	0.6552	72°	20.3	**30.2**
4	Усеченный конус (цилиндр), $Kd=R_2/R_1=1$, $r=0.25$	0.3825	0.3825	90°/0°	6.4/4.1	23.0/23.2
5	Усеченный конус, $Kd=0.8$, $r=0.25$	0.4114	0.328	78°/0°	26.9/4.5	**32.8**/23.1
6	Усеченный конус $Kd=0.6$, $r=0.25$	0.443	0.2658	0°	5.1	23.2
7	Усеченный конус $Kd=0.7$, $r=0.75$	0.449	0.3143	77°	32.7	**33.7**

В этой же таблице приведены времена и дальность их полета и величины балансировочных углов атаки, около которого совершается колебательное движения тел. При этом считается, что рассматриваемые тела имеют на высоте $z = 40$ км начальную скорость, равную $V = 20$ км/с, угол наклона вектора скорости к земной поверхности, равный $\theta = 60°$, а угол атаки для эллипсоидных тел и усеченных конусов на этой высоте составляет либо $\alpha_e = 60°$, либо – 30°.

Из данных табл. 1 видно, что минимальные времена полета наблюдаются у тела шарообразной формы (№ 1) и у тела № 4 при условии, что у него на высоте 40 км угол атаки равен $\alpha_e = 30°$. У фрагмента № 2 – балансировочный угол атаки равен 90°, т.е. это тело разворачивается поперек потока и движется, как и тела № 1, № 6, без подъемной силы, но с большим коэффициентом аэродинамического сопротивления по сравнению с вариантом нулевого угла атаки. У эллипсоида № 3 задается смещение центра масс вперед от центра формы на 3 % (считается, что тело неоднородно по плотности [6]), поэтому у него, как и у объектов № 5 (с начальным углом атаки $\alpha_e = 60°$) и № 7 появляются такие балансировочные углы атаки, которые приводят к появлению подъемной силы, в результате чего траектории этих объектов становятся планирующими: увеличиваются продолжительность и дальность полета. В табл. 1 жирным шрифтом помечены данные по дальности полета тел, которые существенно отличаются от дальности полета шарообразного тела. Величина дальности полета рассчитывается вдоль поверхности Земли от проекции на нее точки траектории на высоте 40 км до точки падения тела.

На рис. 8, *а*, *б* представлены траектории движения рассматриваемых тел для двух значений начального угла атаки α_e.



а *б*

Рис. 8. Зависимость высоты *z* от времени полета для семи тел разной конфигурации.
а – $\alpha_e = 60°$; *б* – $\alpha_e = 30°$ (табл. 1)

Заметим, что траекторные параметры некоторых из рассмотренных объектов (№ 4, № 5 в табл.1), как и балансировочные углы атаки, существенно отличаются в зависимости от величины угла атаки, который задается на высоте 40 км.

Такое влияние начального угла атаки на траектории для некоторых усеченных конусов объясняется особенностями распределения момента тангажа и коэффициента подъемной силы в зависимости от угла атаки. На рис. 9 представлено изменение момента тангажа для четырех конических тел, представленных в табл. 1 № 4–7.

Как уже отмечалось, при полете удлиненных тел в условиях равновесия, когда балансировочный угол атаки остается постоянным, момент тангажа равен 0. Причем, если момент тангажа уменьшается с ростом угла атаки (знак меняется с положительного на отрицательный), то это положение равновесия будет устойчивым. Поэтому, как видно из данных рис. 9,

для тела № 4 ($Kd = 1, r = 0.25$) будут две точки устойчивого равновесия при углах атаки $\alpha = 0°$ и 90°.

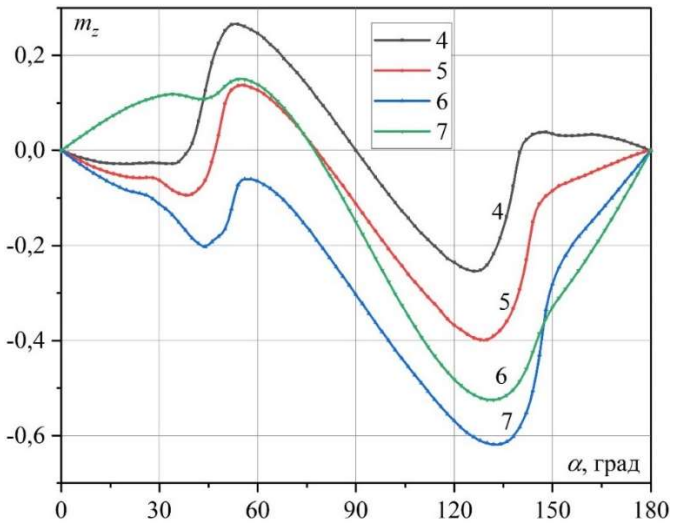
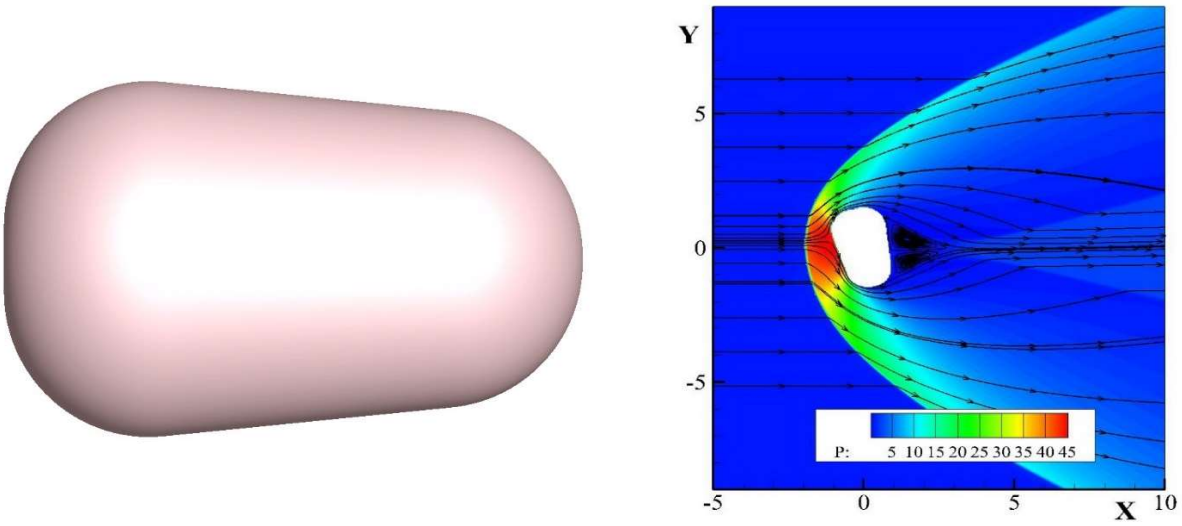


Рис. 9. Зависимость момента тангажа от угла атаки для тел под № 4–7 (табл. 1)

Для усеченного конуса (№ 5, $Kd = 0.8, r = 0.25$) наблюдаются тоже две точки устойчивого равновесия при углах атаки $\alpha = 0°$ и 78°. Усеченный конус № 6 ($Kd = 0.6, r = 0.25$) имеет устойчивое равновесие только при нулевом угле атаки; и для тела № 7 наблюдается одно положение устойчивого равновесия при угле атаки $\alpha = 77°$. Заметим, что тело под № 7 имеет наибольший радиус скругления по сравнению с другими коническими телами, в результате происходит более сильное смещение центра масс вперед по сравнению с другими коническими телами, что приводит к максимальной дальности полета этого объекта. На рис. 10 показан профиль этого тела и его картина обтекания под балансировочным углом атаки.



а *б*

Рис. 10. Профиль тела (*а*) и картина обтекания тела № 7 (*б*) с параметрами $Kd = 0.7, r = 0.75$

На рис. 11 и рис. 12 показаны зависимости угла атаки конических тел № 4 и № 5 (табл. 1) от времени при значениях угла атаки на высоте 40 км, равных $\alpha_e = 60°$ и 30°. Поскольку для этих тел имеют место две точки устойчивого равновесия, то они, вращаясь в атмосфере, повернутся на тот балансировочный угол, который по значению будет ближе к α_e, в результате

начальное значение угла атаки может существенным образом сказаться на траектории движения таких тел, что особенно заметно у объекта № 5 (табл. 1), у которого дальности полета для рассматриваемых вариантов α_e различаются на ~ 10 км.

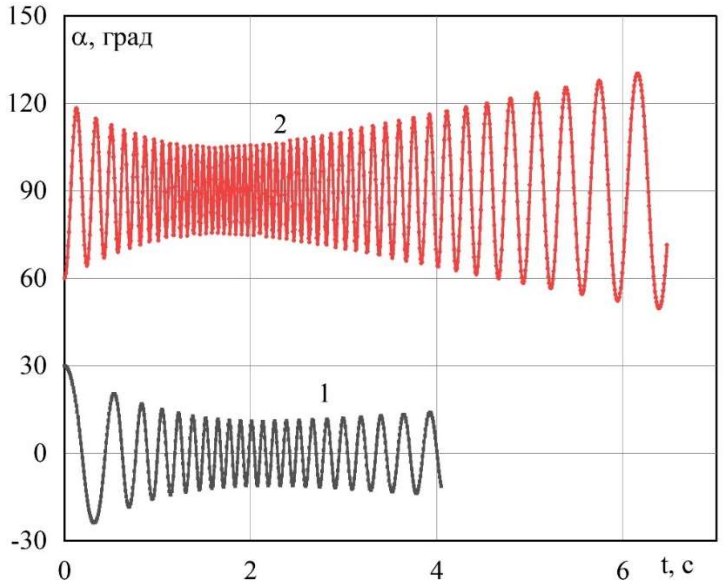


Рис. 11. Зависимость угла атаки от времени полета для тела № 4 (Табл. 1; $Kd = 1$): 1 – угол атаки на высоте 40 км равен 30°; 2 – 60°

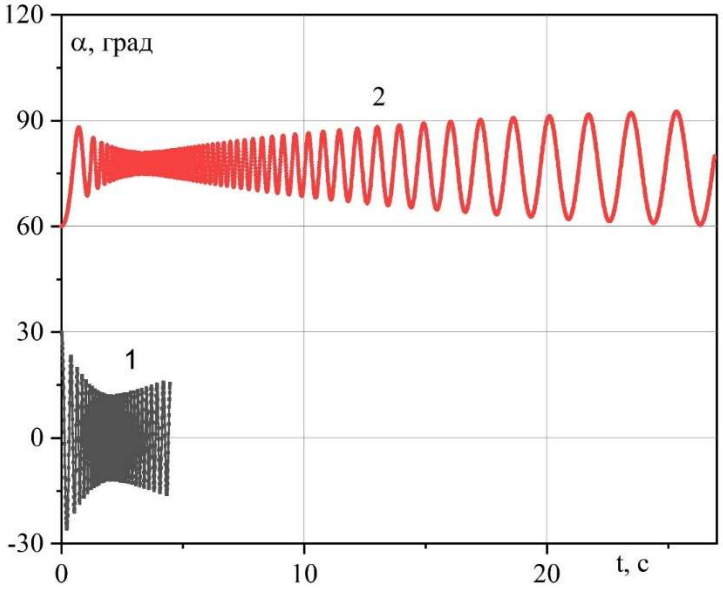


Рис. 12. Зависимость угла атаки от времени полета для тела № 5 (Табл. 1; $Kd = 0.8$): 1 – угол атаки на высоте 40 км равен 30°; 2 – 60°

То есть, у тел под № 4 и 5 наблюдаются два положения устойчивого равновесия. Тело под № 4 (рис. 11) представляет собой цилиндр с закругленными кромками, который в зависимости от начального угла атаки будет лететь, совершая колебательные движения, либо поперек потока с балансировочным углом атаки $\alpha = 90°$ (кривая 2 на рис. 11), либо – с балансировочным углом атаки $\alpha = 0°$ (кривая 1 на рис. 11). Заметим, что у этого объекта в обоих случаях устойчивого равновесия отсутствует подъемная сила, а разница во времени полета в этих вариантах обусловлена только различными величинами коэффициента аэродинамического сопротивления C_x.

У тела под № 5 (рис. 12), представляющего собой усеченный конус с $Kd = 0.8$, одно из положений устойчивого равновесия – это движение с колебаниями около балансировочного угла $\alpha = 78°$ (кривая 2 на рис. 12), что приводит к появлению подъемной силы и делает траекторию полета тела планирующей и таким образом существенно увеличивается время и дальность полета по сравнению с другим расчетным вариантом (кривая 1 на рис. 12), когда происходят колебания тела около $\alpha = 0°$.

На рис. 13 представлены колебания тела в форме усеченного конуса (№ 6 табл. 1 с $Kd = 0.6, r = 0.25$), имеющего одно положение устойчивого равновесия - только при нулевом балансировочном угле атаки.

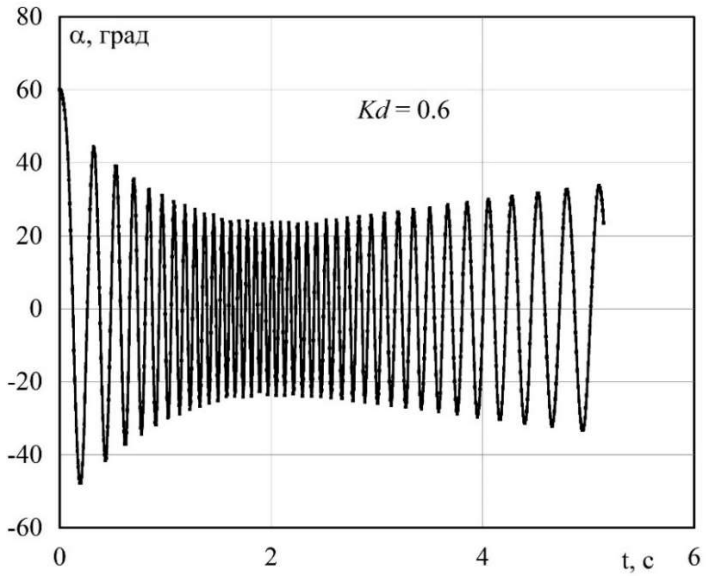


Рис. 13. Зависимость угла атаки от времени полета для тела № 6 (Табл. 1; $Kd = 0.6$)

А для тела № 7 в форме усеченного конуса с большими радиусами закругления кромок (табл. 1) также наблюдается одно положение устойчивого равновесия при балансировочном угле атаки $\alpha = 77°$, что демонстрирует рис. 14. Причем это положение не зависит от начального угла атаки ($z = 40$ км).

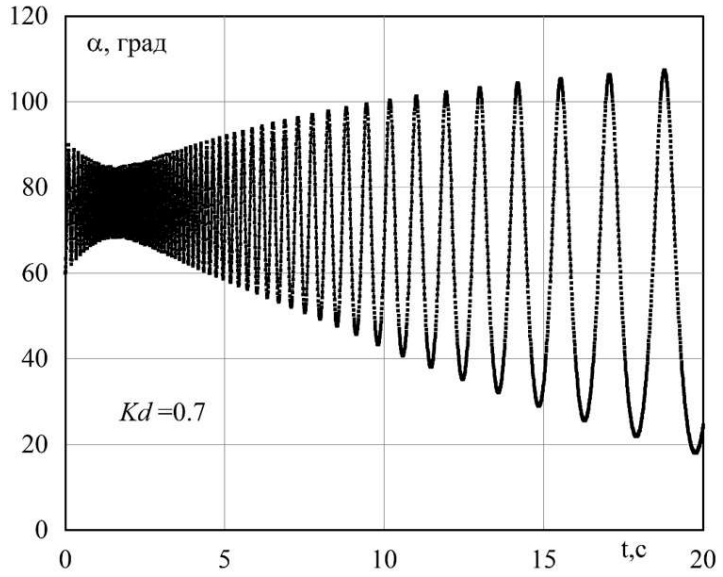
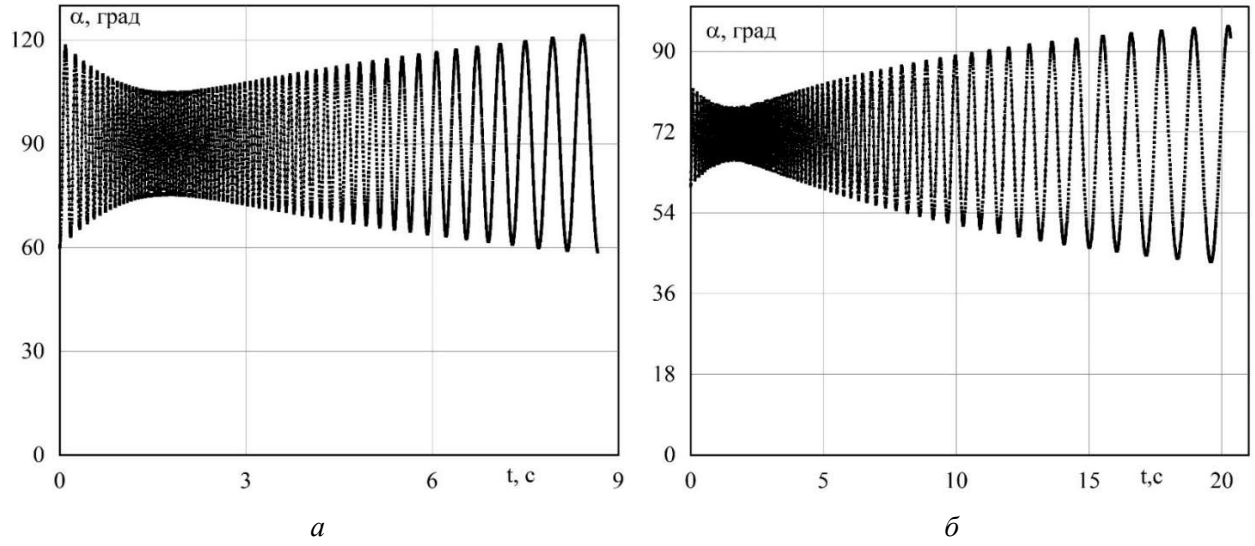


Рис. 14. Зависимость угла атаки от времени полета для тела № 7 (Табл. 1; $Kd = 0.7, r = 0.75$)

Такое тело (см. рис. 10) имеет большой радиус скругления кромок ($r = 0.75$) и параметр конусности, равный 0.7. Все это приводит к существенному смещению центра массы тела вперед вдоль продольной оси. В результате появления подъемной силы возрастает время и дальность полета этого объекта по сравнению с аналогичными характеристиками других конических тел (см. рис. 8). Как показывают расчеты, дальность полета такого тела (заметим, что рассматривается достаточно крутая траектория с углом наклона 60° к земной поверхности на высоте 40 км) более чем на 10 км превосходит дальность полета, например, сферического тела.

Влияние смещения центра масс от центра формы тела эллипсоидной формы на процесс его колебательного движения наглядно демонстрируют результаты расчетов, представленные на рис. 15, *а* и *б*. Смещение этих центров может проявиться, например, из-за неоднородности материала этого фрагмента.



а *б*

Рис. 15. Зависимость угла атаки от времени полета для эллипсоидных тел; *а* – эллипсоид (2), у которого центр масс совпадает с центром формы; *б* – эллипсоид (3), у которого центр масс смещен на 3 % вперед от центра формы

При смещении центра масс вперед от геометрического центра колебания тела происходят около балансировочного угла атаки, равного уже не 90°, как в случае совпадения двух центров, а 72°, т.е. тело устойчиво в аэродинамическом потоке при угле атаки 72°. Эта величина балансировочного угла существенно сказывается на траекторных параметрах - при этом угле коэффициент подъемной C_Y силы положителен (см. рис. 3), что из-за возникающей подъемной силы приводит к планирующей траектории, существенно увеличивая время и дальность полета по сравнению с вариантом такого же тела, у которого центры масс и формы совпадают (табл. 1).

Таким образом, результаты расчетов свидетельствуют о том, что для корректного исследования параметров траекторий тел формы, отличной от стандартной сферической, следует учитывать особенности движения их вокруг центра масс. Такие тела для устойчивого движения в атмосфере поворачивается к набегающему потоку на некоторый балансировочный угол атаки, что существенно изменяет их аэродинамические характеристики, а, следовательно, траекторию полета.

5. Заключение

Численно исследовалось движение удлиненных осесимметричных форм тела в атмосфере Земли при учете движения их вокруг центра масс. С помощью численных расчетов

изучался полет объектов (фрагментов метеороида), имеющих форму как эллипсоидов, так и усеченных конусов с различными отношениями радиусов передней и донной частей.

Показано, что в случаях конусности боковой поверхности тела происходило смещение центра масс, что способствовало появлению момента тангажа и подъемной силы. Появляющаяся асимметричность обтекания в этом случае существенным образом влияет на траектории движения тел. Проводилось сравнение параметров движения тел с разной «конусностью» поверхности и соответствующими по массе эллипсоидными и шарообразным телами.

Установлено, что тела, имеющие форму усеченных конусов, существенно отклонялись от траектории баллистического полета тела типа «шар» (для одинаковых на высоте 40 км параметров, более чем на 10 км). Таким образом, показано, что форма осколков метеороида может существенно влиять на область их рассеивания.

Литература

1. Немчинов И. В., Попова О. П. Суперболиды // Природа. 1998. № 7. С. 20–28.
2. Borovička J., Popova O.P., Nemtchinov I. V., Spurny P., Ceplecha Z. Bolides produced by impacts of large meteoroids into the Earth's atmosphere: comparison of theory with observations I. Benešov bolide dynamics and fragmentation // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 334. Pp. 713–728.
3. Светцов В. В. Загадки кратерного поля Сихота-Алина // Астрон. вестн. 1998. Т. 32. № 4. С. 76–88.
4. Липницкий Ю. М., Красильников А. В., Покровский А. Н., Шманенков В. Н. Нестационарная газовая динамика. М.: Физматлит, 2003. 176 с.
5. Ярошевский В. А. Движение неуправляемого тела в атмосфере. М.: Машиностроение, 1978. 168 с.
6. Максимов Ф. А., Сызранова Н. Г., Андрущенко В. А. Траектории метеороидов в зависимости от их конфигурации и углов входа в атмосферу Земли // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2025. Т. 26, вып. 5. http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-5/articles/1193/
7. Лебедев А. А., Чернобровкин Л. С. Динамика полета беспилотных летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1973. 616 с.
8. Брыкина И. Г., Брагин М. Д. Об ограничении бокового расширения облака фрагментов разрушенного метеороида // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2020. Т. 21, вып. 1. http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-1/articles/894/
9. Азовский А. Н., Шувалов В. В. Влияние геометрической формы на движение фрагментов разрушенного метеороида // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. № 4. С. 359–365.
10. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с.
11. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика болидов. М.: Физматлит, 1995. 236 с.
12. Максимов Ф. А. Сверхзвуковое обтекание системы тел // Компьютерные исследования и моделирование. 2013. Т. 5. № 6. С. 969–980.
13. Гувернюк С. В., Максимов Ф. А. Сверхзвуковое обтекание плоской решетки цилиндрических стержней // ЖВММФ. 2016. Т. 56. № 6. С. 106–114. DOI: 10.7868/S0044466916060156
14. Максимов Ф. А. Численное моделирование гистерезиса при обтекании плоского сопла // Математическое моделирование и численные методы. 2023. № 4. С. 27–46. DOI: 10.18698/2309-3684-2023-4-2746
15. 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. DOI: 10.18698/2309-3684-2024-4-93110.
16. Эйлер Л. Интегральное исчисление. Том 1. М.: ГИТТЛ, 1956.

References

1. Nemchinov I. V., Popova O. P., Superbolides, *Priroda*, 1998, no. 7, pp. 20–28 [in Russian].
2. Borovička J., Popova O.P., Nemtchinov I. V., Spurny P., Ceplecha Z., Bolides produced by impacts of large meteoroids into the Earth's atmosphere: comparison of theory with observations I. Benešov bolide dynamics and fragmentation, *Astron. Astrophys.*, 1998, vol. 334, pp. 713–728.
3. Svettsov V. V., Mysteries of the Sikhota-Alina crater field, *Solar System Research*, 1998, vol. 32, no. 4, pp. 67–78 [in Russian].
4. Lipnitskiy Yu. M., Krasilnikov A. V., Pokrovsky A. N., Shmanenkov V. N., *Unsteady gas dynamics*, Moscow: Fizmatlit, 2003, 176 p. [in Russian].
5. Yaroshevsky V. A., *Motion of an uncontrolled body in the atmosphere*, Moscow: Mashinostroenie, 1978, 168 p. [in Russian].
6. Maksimov F. A., Syzranova N. G., Andrushchenko V. A., Trajectories of cosmic bodies depending on their configuration and angles of entry into the Earth's atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol.26, iss. 5 [in Russian]. http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-5/articles/1193/
7. Lebedev A. A., Chernobrovkin L. S., *Flight dynamics of unmanned aerial vehicles,* Moscow: Mashinostroenie Publ., 1973, 616 p. [in Russian].
8. Brykina I. G., Bragin M. D., On limiting the lateral expansion of the cloud of fragments of a destructed meteoroid, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2020, vol. 21, iss. 1 [in Russian]. http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-1/articles/894
9. Azovskii A. N., Shuvalov V. V., The influence of geometric shape on the motion of fragments of a dissociated meteoroid, *Solar System Research,* 2002. vol. 36, no. 4, pp. 334–340. DOI: 10.1023/A:1019528506446
10. Levin B. Y., *The physical theory of meteors and meteoric matter in the solar system.* Moscow: Publishing House of the USSR Academy of Sciences, 1956, 293p. [in Russian].
11. Stulov V. P., Mirsky V. N., Vislyy A. I., *Aerodynamics of fireballs*, Moscow: Fizmatlit, 1995, 236 p. [in Russian].
12. Maksimov F. A., Supersonic flow of system of bodies, *Computer Research and Modeling*, 2013, vol. 5, no. 6, pp. 969–980 [in Russian].
13. Guvernyuk S. V., Maksimov F. A., Supersonic flow around a flat lattice of cylindrical rods, *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2016, vol. 56, iss. 6, pp. 1012–1019. DOI: 10.1134/S0965542516060154
14. Maksimov F. A., Numerical modeling of hysteresis during flow around a flat nozzle, *Mathematical modeling and numerical methods*, 2023, no. 4, pp. 27–46 [in Russian]. DOI:10.18698/2309-3684-2023-4-2746
15. Maksimov F. A., Syzranova N. G., Andrushchenko V. A., Modeling the flight of meteoroids in the Earth's atmosphere accompanied by their oscillatory motion, *Mathematical modeling and numerical methods,* 2024, no. 4, pp. 93–110 [in Russian]. DOI: 10.18698/2309-3684-2024-4-93110.
16. Euler L., *Integral calculus. Volume 1*, Moscow: GITTL, 1956 [in Russian].

Статья поступила в редакцию 2 октября 2026 г.