

УДК 533.6.011.55:536.24

© 2002 г. В.М. КУЗНЕЦОВ, А.Н. МИНАЙЛОС, С.В. ЧЕРНОВ

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ В СРЕДЕ С СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Исследован ряд особенностей, связанных с движением тела или группы тел хорошо обтекаемой формы в плотных слоях атмосферы ( $p \sim 1$  атм) с большими скоростями. Предполагалось, что из-за процессов абляции форма тела в полете изменяется, но его движение остается устойчивым за счет выбора соответствующей компоновки. Получено, что вследствие сильной нелинейной зависимости сопротивления тела и тепловых потоков к нему, а также темпов абляции поверхности от скорости полета максимум кинетической энергии тела в конце трассы заданной длины достигается при ограниченной величине начальной скорости, меньшей, чем верхняя граница диапазона располагаемых скоростей. Показано, что при внешнем подводе энергии диссипативные потери существенно уменьшаются, что приводит к значительному увеличению начальных скоростей, реализующих указанный максимум кинетической энергии. Проведено моделирование и оценка влияния интерференционных эффектов при совместном полете группы тел на торможение и рассеивание их траекторий.

1. Движение тел в газах с большими сверхзвуковыми скоростями сопровождается интенсивным аэродинамическим нагреванием обтекаемой поверхности и ее термохимическим и/или термомеханическим разрушением. В общем случае возникает сложная задача совместного решения уравнений газовой динамики с учетом физико-химических процессов в потоке газа и толще материала стенки тела и уравнений движения тела по траектории с переменными коэффициентами аэродинамических сил и моментов, а также с переменными геометрическими размерами и массой. В случае умеренной интенсивности разрушения оказывается возможным существенно упростить проблему, считая обтекание квазистационарным; при этом аэродинамические коэффициенты и процесс разрушения поверхности определяются мгновенными значениями параметров движения и состояния тела. Однако и в этом случае задача об изменении формы тела за счет уноса материала в точной постановке содержит в качестве составных элементов несколько самостоятельных задач математической физики (обтекания тела, определения тепловых потоков через пограничный слой, распространения тепла в теле и т.д.) для замкнутых групп уравнений, связанных между собой через граничные условия. Математические свойства таких комплексных задач еще мало исследованы, и обозримые результаты получены лишь при использовании ряда существенно упрощенных математических моделей.

Особенности задачи определяются сильной нелинейной зависимостью коэффициентов системы уравнений движения от времени (или скорости движения), поскольку при интенсивной абляции поверхности поток энергии к телу изменяется с изменением скорости по кубическому закону. Для тел специальной формы (тел малого сопротивления) это приводит к резкому изменению характеристик тела: его формы, сопротивления (на один-полтора десятичных порядка), подъемной силы, массы, положения центра масс, моментов инерции. Изменяются также производные аэродинамических характеристик.

Во многих случаях требуется определить совокупность условий, при которых обеспечивается необходимая дальность полета с наименьшей потерей кинетической энергии и наименьшим рассеиванием относительно заданного направления. Решение этой комплексной задачи аэродинамики, теплообмена и динамики движения должно учитывать целый ряд ограничений и связей, таких как максимальная располагаемая начальная скорость, прочность и тепловая стойкость материала летящего тела, чувствительность аэродинамических характеристик тела к обусловленному абляцией изменению его формы. Последнее обстоятельство является принципиальным с точки зрения рационального выбора конструктивно-компоновочных параметров тела и условий движения, в частности начального значения скорости. Также необходимо принимать во внимание, что как при запуске, так и в ходе полета движение тела зависит от множества различных физических факторов, многие из которых носят статистический характер.

В настоящей работе используется предельно упрощенная модель сильного обгара носовой части тела, обобщающая результаты целого ряда исследований [1–5]. Ее основные положения сводятся к следующему: 1) абляции подвергается только лобовая поверхность тела; 2) лобовая поверхность принимает форму конуса с углом полураствора  $45^\circ$  и малым сферическим затуплением увеличивающегося радиуса (фиг. 1); 3) изменение формы носка в данной модели описывается единственным параметром – линейной скоростью уноса, измеряемой вдоль продольной оси тела; 4) зависимость скорости уноса от параметров набегающего потока и размеров тела строится на основании экспериментальных данных [4].

Для дальнейшего анализа существенно то обстоятельство, что по мере роста параметров торможения набегающего потока происходит резкая интенсификация уноса массы, приводящая к значительному изменению формы тела и увеличению коэффициента сопротивления, в результате чего максимально возможные значения начальной скорости могут оказываться невыгодными с точки зрения потерь кинетической энергии на трассе полета.

2. Рассмотрим сначала движение одного тела. На фиг. 2 в качестве примера приведены результаты расчета траекторий тела большого удлинения массой 15 г с носком в виде тонкого конуса. Движение происходит по инерции. Начальные условия движения, параметры среды и размеры тела таковы, что в ходе полета происходит значительный рост затупления носка вследствие абляции. Кривые 1–8 показывают зависимости скорости полета от пройденного расстояния при различных начальных скоростях: 2500, 3000 и т.д. до 6000 м/с, остальные условия остаются неизменными. Как видно из приводимых графиков, в этом случае тело, стартовавшее с меньшей начальной скоростью, при некоторых условиях в конце концов обгоняет аналогичное тело, начавшее движение с большей скоростью. Выбор материала носка с большей тепловой стойкостью лишь смещает диапазон скоростей, в котором наблюдается данный эффект.

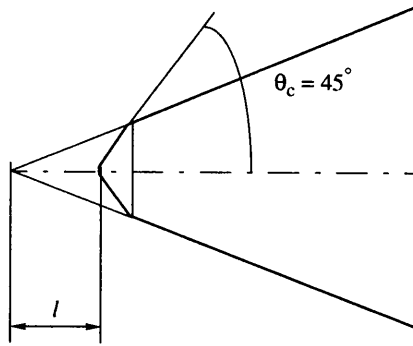
Рассмотрим движение тела в одномерном приближении. Обгар будем описывать с помощью указанной выше упрощенной модели. Уравнения движения запишутся в виде

$$\begin{aligned} \dot{V} &= -kV^2 = -qD(V)V^2 \\ \dot{q} &= \kappa(q, V) = \xi(q)\eta(V) \end{aligned} \quad (2.1)$$

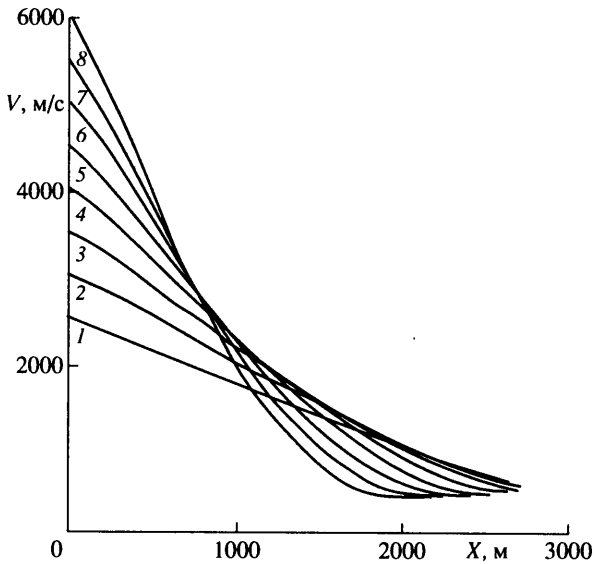
где  $k = \rho S C_x / (2m)$  – баллистический коэффициент.

Удобно ввести дополнительные предположения о характере зависимости баллистического коэффициента от параметров полета и его изменения во времени, которые хотя и не строго обоснованы, однако позволяют проделать большую часть оценок аналитически.

1. Коэффициент  $k = k_\infty D_M(M)$ , где  $k_\infty$  – предельное значение баллистического коэффициента при числе Маха, стремящемся к бесконечности, которое зависит только от текущей формы тела. В рамках принятой модели абляции  $k_\infty$  взаимно однозначно



Фиг. 1. Схематизация формы аблирующей носовой части



Фиг. 2. Торможение тела в атмосфере при различной начальной скорости в условиях интенсивной абляции носовой части

связано с текущей величиной обгара. В случае однородной атмосферы зависимость от числа Маха можно заменить зависимостью от скорости:  $k = k_{\infty} D_V(V)$ .

2. Производная  $\dot{k}_{\infty} = \xi(k_{\infty})\eta(V)$ . Тогда уравнения (2.1) преобразуются к виду

$$\dot{V} = -k_{\infty} D(V) V^2; \quad \dot{k}_{\infty} = \xi(k_{\infty}) \eta(V) \quad (2.2)$$

Начальные условия для (2.2) есть:

$$t = 0: V = V_0, k_{\infty} = k_0 \quad (2.3)$$

Задача (2.2)–(2.3) имеет аналитическое решение

$$k_{\infty} = Q(V, V_0, k_0), \quad t = \int_V^{V_0} \frac{dv}{v^2 D(v) Q(v, V_0, k_0)}$$

$$x = \int_0^t V(\tau) d\tau = \int_V^{V_0} \frac{dv}{v D(v) Q(v, V_0, k_0)} \quad (2.4)$$

где функция  $Q(V, V_0, k_0)$  определяется уравнением

$$\int_{k_0}^Q \frac{q dq}{\xi(q)} = \int_V^{V_0} \frac{\eta(v)}{v^2 D(v)} dv \quad (2.5)$$

Анализ соотношений (2.4), (2.5) показывает, что в задачах максимизации скорости или кинетической энергии на заданном расстоянии либо, наоборот, максимизации пройденного пути при заданной величине скорости в конечной точке траектории оптимальная величина начальной скорости является конечной, по крайней мере, при выполнении следующих условий:

$$\xi(k_\infty) > 0, \quad \left. \frac{\partial(\eta(V)/V)}{\partial V} \right|_{k_\infty = \text{const}} > 0$$

Физически эти условия означают, что, во-первых, обгар приводит к увеличению баллистического коэффициента, и, во-вторых, интенсивность обгара достаточно быстро увеличивается с ростом скорости набегающего потока. Интерпретация известных данных по абляции тел в терминах модели (2.2) приводит к заключению, что для подавляющего большинства материалов и конструктивных схем, кроме, быть может, некоторых весьма специальных, оба указанных условия выполняются. Оценки оптимальной начальной скорости, выполненные с помощью (2.4), (2.5), находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования полета тел.

Отсюда следует, что при наличии сопротивляющейся среды, например земной атмосферы, к проблеме увеличения начальной скорости следует подходить рационально. От этого напрямую зависят затраты на создание соответствующих разгонных средств [6–8], использование которых в противном случае может оказаться неэффективным.

3. Более подробный анализ возмущенного движения тел с учетом абляции проводится численно. Для расчета движения одиночного тела используется система уравнений пространственного движения тела в атмосфере

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \mathbf{P}\mathbf{V}, \quad \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{m}\mathbf{F} = \frac{1}{m}(\mathbf{F}_a + \mathbf{P}^{-1}\mathbf{F}_{gg}) \\ \frac{d\omega_\xi}{dt} &= \frac{M_\xi}{I_\xi} - \frac{I_\zeta - I_\eta}{I_\xi} \omega_\zeta \omega_\eta \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\xi = x, y, z$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор центра масс тела,  $\mathbf{V}$  – вектор скорости центра масс тела,  $\mathbf{F}$  – главный вектор внешних сил,  $\mathbf{F}_{gg}$  – вектор массовых сил (силы тяжести),  $\mathbf{F}_a$  – вектор аэродинамических сил,  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  – компоненты вектора угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $M_x, M_y, M_z$  – компоненты момента внешних сил,  $I_x, I_y, I_z$  – главные центральные моменты инерции тела,  $(\xi, \eta, \zeta)$  – циклическая перестановка  $(x, y, z)$ .

Здесь радиус-вектор центра масс тела  $\mathbf{r}$  и сила тяжести  $\mathbf{F}_{gg}$  записываются в системе координат, связанной с поверхностью Земли, а скорость  $\mathbf{V}$ , внешняя аэродинамическая сила  $\mathbf{F}_a$ , а также угловые скорости и моменты – в системе координат, связанной с телом.

Матрица  $\mathbf{P} = \|P_{ij}\| = \|\mathbf{i}_g, \mathbf{j}_g, \mathbf{k}_g\|$  – матрица перехода от связанных координат к земным, а ее элементы суть проекции ортов осей связанной системы координат на оси земной. Таким образом, для матрицы  $\mathbf{P}$  имеет место кинематическое уравнение

$$\frac{d\mathbf{i}_g}{dt} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_g, \quad \frac{d\mathbf{j}_g}{dt} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{j}_g, \quad \frac{d\mathbf{k}_g}{dt} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{k}_g \quad (3.2)$$

Уравнения (3.1), (3.2) дополняются уравнениями изменения состояния и формы тела в полете за счет абляции. Считая, что состояние тела и закон его изменения могут быть описаны конечным числом параметров, запишем эти уравнения в виде

$$\frac{d\Phi}{dt} = \dot{\Phi}(\Phi, \rho, a, V, \omega) \quad (3.3)$$

где  $\Phi$  – указанные параметры состояния;  $\rho, a$  – плотность воздуха и скорость звука в окрестности тела;  $\dot{\Phi}(\Phi, \rho, a, V, \omega)$  – заданная функция своих аргументов, вид которой определяется принятой моделью абляции и т.п. В простейшем случае, когда используется однопараметрическая полуэмпирическая модель абляции носка, а все изменения аэробаллистических характеристик тела обусловлены только уносом массы, уравнение (3.3) сводится к одному скалярному уравнению.

Масса, моменты инерции и аэродинамические коэффициенты вычисляются как функции параметров состояния тела

$$m = m(\Phi), \quad I_x = I_x(\Phi), \quad I_y = I_y(\Phi), \quad I_z = I_z(\Phi) \quad (3.4)$$

$$F_{a\xi} = \frac{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}{2} SC_{\xi}(\Phi, \rho_{\infty}, V, \omega)$$

$$M_{\xi} = \frac{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}{2} SLm_{\xi}(\Phi, \rho_{\infty}, V, \omega), \quad \xi = x, y, z \quad (3.5)$$

Начальные условия для уравнений (3.1)–(3.5) задаются в виде

$$t = 0: \quad x = x_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0$$

$$V_{\xi} = V_{\xi 0}, \quad \omega_{\xi} = \omega_{\xi 0}, \quad P_{\eta\xi} = P_{\eta\xi 0}, \quad \Phi = \Phi_0 \quad (3.6)$$

$$\xi = x, y, z, \quad \eta = x, y$$

Задача (3.1)–(3.6) решается численно методом Рунге–Кутты. Данные, приведенные на фиг. 2, получены именно таким способом.

4. Рассмотрим теперь коллективное движение группы тел с очень близкими параметрами. В этом случае обычно имеет место небольшой разброс характеристик тел (размеров, масс, аэродинамических коэффициентов) и начальных условий (скорости, углов атаки и скольжения и др.). Проанализируем его влияние на конечные параметры движения.

В случае совместного полета группы тел наряду с возмущениями начальных условий и аэробаллистических характеристик изолированных тел необходимо также учитывать эффекты их аэродинамического взаимодействия. Для этого система уравнений вида (3.1)–(3.5) записывается для каждого тела и дополняется членами, соответствующими дополнительным интерференционным силам.

В рассматриваемой задаче можно выделить два физически различных вида интерференции, связанных, во-первых, с влиянием следов от летящих впереди тел, и, во-вторых, с взаимодействием тел посредством головных ударных волн. Третий возможный способ взаимодействия – соударения тел – в данной работе не рассматривается. В силу различий в физическом механизме эти виды интерференции требуют различных методик учета при расчете траекторий. Так, влияние следов носит односторонний характер и сводится к изменению параметров потока, набегающего на летящее позади тело, и прежде всего к понижению его плотности, что приводит к уменьшению скоростного напора и соответственно аэродинамических нагрузок, а также интенсивности абляции. В данной работе следы моделировались введением поля возмущений плотности воздуха, зависящего от координат и скорости полета тела, порождающего след. Наличие следов влияет главным образом на продольное движение летящих позади тел. В силу большой протяженности следа в продольном

направлении и малой – в поперечном влияние следов остается существенным даже при значительном отставании летящих позади тел, однако быстро ослабевает при увеличении поперечного размера группы тел.

Интерференция в ударных волнах может быть как односторонней, так и двусторонней в зависимости от взаимного расположения тел и сводится к появлению дополнительных нагрузок, распределенных по поверхности тел. В случае хорошо обтекаемых тел большого удлинения эти интерференционные нагрузки действуют преимущественно в направлении, перпендикулярном продольной оси тела, и приводят к возникновению поперечных сил и моментов. При умеренных расстояниях между телами интерференционные нагрузки в ударной волне сравнимы по величине с нагрузкой, создаваемой невозмущенным потоком. Результатом интерференции в ударных волнах является возбуждение интенсивного бокового движения тел, а также косвенно за счет возникающего при этом индуктивного сопротивления – их торможение. Данный вид интерференции имеет место только при непосредственном падении ударной волны на тело, кроме того, интерференционные нагрузки быстро затухают с увеличением расстояния между телами.

Численное моделирование полета нескольких тел с учетом аэродинамической интерференции базируется на уравнениях (3.1)–(3.5), записанных для каждого из тел. Выражения для аэродинамических коэффициентов в (3.5) в этом случае содержат дополнительные члены, соответствующие взаимному влиянию тел:

$$\begin{aligned} C_{\xi k} &= C_{\xi k}^0(\Phi_k, \rho_{\infty k}, \mathbf{V}_k, \boldsymbol{\omega}_k, \dots) + \Delta C_{\xi k}^i \\ m_{\xi k} &= m_{\xi k}^0(\Phi_k, \rho_{\infty k}, \mathbf{V}_k, \boldsymbol{\omega}_k, \dots) + \Delta m_{\xi k}^i \\ \xi &= x, y, z \end{aligned} \quad (4.1)$$

где  $k$  – номер тела,  $k = 1, \dots, K$ .

Интерференционные члены зависят от взаимного расположения тел и скоростей и состояний как рассматриваемого тела, так и всех, взаимодействующих с ним

$$\begin{aligned} \Delta C_{\xi k}^i &= \Delta C_{\xi k}^i(\{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k\}'_k, \mathbf{V}_k, \Phi_k, \{\mathbf{V}_j\}'_k, \{\Phi_j\}'_k, \dots) \\ \Delta m_{\xi k}^i &= \Delta m_{\xi k}^i(\{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k\}'_k, \mathbf{V}_k, \Phi_k, \{\mathbf{V}_j\}'_k, \{\Phi_j\}'_k, \dots) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь через  $\{\varphi_j\}'_k$  обозначено множество некоторых величин  $\varphi$  по всем телам группы от 1-го до  $K$ -го, исключая  $k$ -е. Аналогично плотность воздуха в окрестности  $k$ -го тела зависит от взаимного расположения тел и скоростей и состояний тел, вносящих возмущения:

$$\rho_{\infty k} = \rho_{\infty}(\rho_{\infty}, \{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k\}'_k, \{\mathbf{V}_j\}'_k, \{\Phi_j\}'_k) \quad (4.3)$$

Возмущения газодинамических параметров в дальнем следе для целей данной работы вполне удовлетворительно аппроксимируются выражениями [9]

$$(1 - \rho(\Delta x, r) / \rho_{\infty}) \approx \exp(-(r / R_w(\Delta x))^2) \quad (4.4)$$

$$\frac{2R_w}{d} \sim \begin{cases} 1; & \Delta x / d_0 < 1 \\ f(M_{\infty})(C_x \Delta x / d_0)^{1/3}; & \Delta x / d_0 > 1 \end{cases}$$

$$p \approx p_{\infty} = \text{const}$$

где  $d_0$  – диаметр миделя тела,  $\Delta x$  – расстояние от точки наблюдения до тела,  $f(M_{\infty}) \sim 10-15$  – эмпирическая зависимость от числа Маха,  $p_{\infty}$  – давление невозмущенного воздуха.

Относительное изменение всех газодинамических параметров поперек следа на расстояниях, сравнимых с диаметром тела, можно считать малым всюду, за исключением начальной части следа.

В случае падения на тело ударной волны от другого тела интерференционные нагрузки в поточной системе координат в плоскости, проходящей через центры масс обоих тел, вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 C_n^i &= \int_{x'_w}^{L'} f(x' - x'_m, \Delta y / d_0, M_\infty) dx' + \\
 &+ C_{nf}^\alpha \Delta \alpha_w(x'_f - x'_m, \Delta y / d_0, M_\infty) \\
 m_z^i &= \int_{x'_w}^{L'} f(x' - x'_m, \Delta y / d_0, M_\infty)(x' - x'_m) dx' + \\
 &+ C_{nf}^\alpha \Delta \alpha_w(x'_f - x'_m, \Delta y / d_0, M_\infty)(x'_f - x'_m)
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

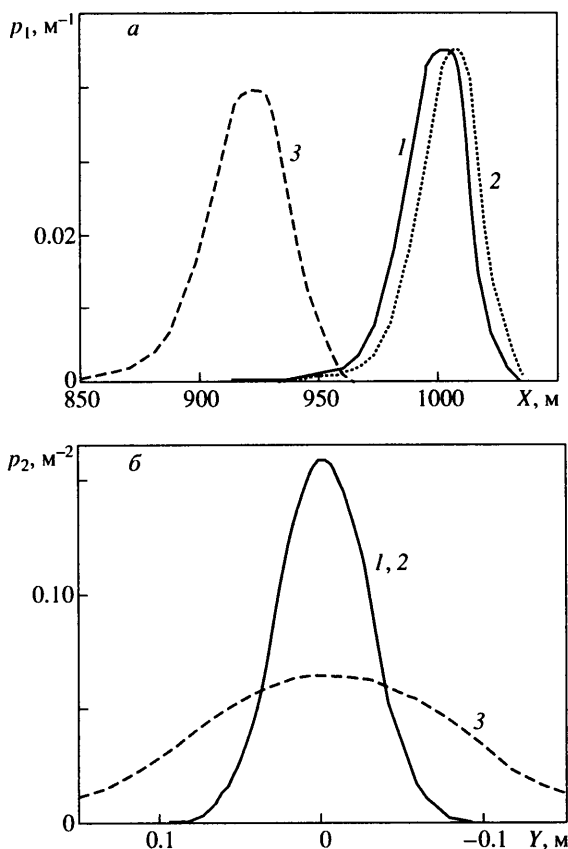
где  $x'$  – безразмерная координата вдоль оси тела,  $x'_w, L'$  – значения  $x'$  соответственно в точке падения волны и на кормовом срезе тела,  $x'_m$  – положение центра, относительно которого определяется продольный момент (например, центра масс),  $f(x' - x'_w, \Delta y / d_0, M_\infty) = dC_n^i / dx'$  – распределение нормальной силы вдоль тела,  $\Delta y$  – поперечное расстояние между телами,  $C_{nf}^\alpha$  – производная коэффициента нормальной силы оперения,  $x'_f$  – положение центра давления оперения,  $\Delta \alpha_w$  – скос потока за ударной волной.

Распределенные интерференционные аэродинамические нагрузки для случая двух тел определены численно А.Н. Кравцовым с помощью комплекса программ, описанного в [10]. В этих программах обтекание тела (системы тел) сверхзвуковым потоком газа рассчитывается маршевым методом с выделением основных ударных волн и при отсутствии в поле течения дозвуковых зон. Конечно-разностная схема (Мак-Кормака) имеет второй порядок точности. Заметим, что численное решение задачи обтекания тел с ярко выраженными областями разрежения (в данном случае это течения Прандтля – Майера в окрестности изломов образующей тела при переходе от конического носка к цилиндрической части корпуса) даже в случае выделения ударных волн в качестве разрывов имеет лишь первый порядок точности из-за разрывов первых производных газодинамических функций на начальных характеристиках вееров разрежения. Тем не менее, как показывают сравнения, выполненные в [10], эксперимент и расчет дают очень близкие результаты по силовым и моментным характеристикам для тел рассматриваемого класса.

Подставляя в выражения (3.5) для каждого тела аэродинамические коэффициенты, рассчитанные в соответствии с (4.1)–(4.5), получаем систему уравнений движения всей группы тел. Начальные условия ставятся в виде (3.6) для каждого тела. Полученная задача решается численно.

Представляет интерес выяснить относительную значимость указанных видов интерференции на различных стадиях полета при условии запуска тел в небольшой области пространства в течение малого промежутка времени. Очевидно, что интерференция в ударных волнах существенна прежде всего на начальном этапе, когда плотность расположения тел в пространстве еще высока и вероятны обгоны. В дальнейшем преимущественно имеет место интерференция в следах. Однако вычислительный эксперимент [11], проведенный с помощью описанной выше методики расчета траекторий, показал, что обгоны, сопровождающиеся интерференцией в ударных волнах, могут иметь место и на более поздних этапах полета.

На фиг. 3 представлены результаты моделирования гиперзвукового полета группы малоразмерных тел в условиях интенсивного обгара с учетом различных эффектов их

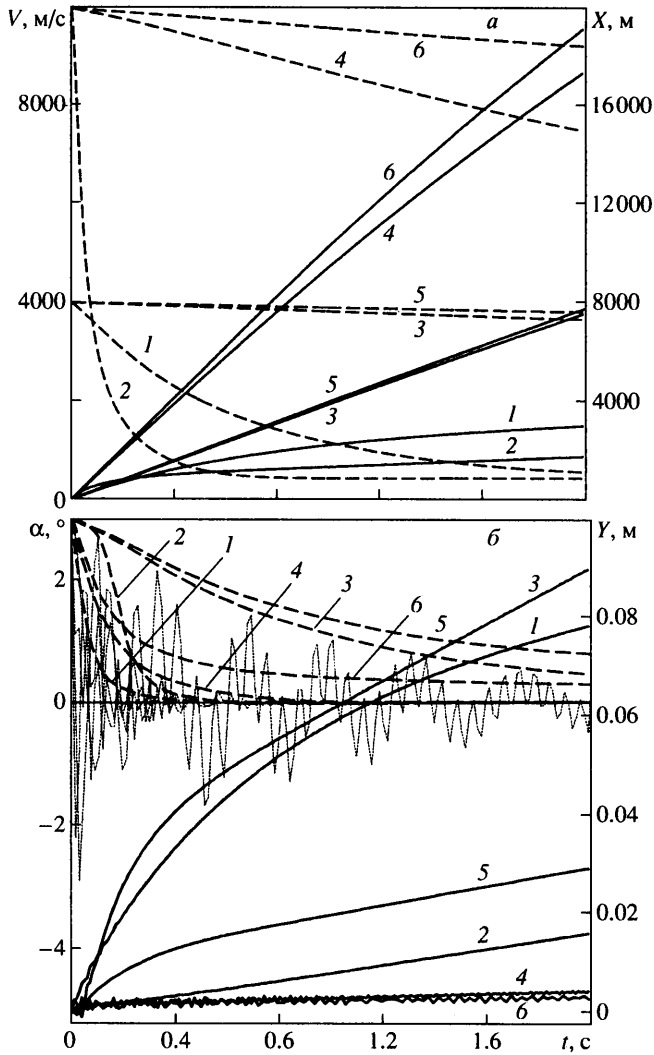


Фиг. 3. Плотности распределения координат тел при полете группы: а – в продольном направлении; б – в поперечном направлении; 1 – расчет без учета интерференции; 2 – расчет с учетом интерференции в следах; 3 – расчет с учетом интерференции в следах и ударных волнах

взаимодействия. Масса тел составляла  $\sim 20$  г, коэффициент сопротивления до начала обгара порядка 0.2, обгар при полете в невозмущенной атмосфере на расчетном участке траектории приводил к его росту в 1.5–2.5 раза; расстояния между начальными точками движения тел составляли  $\sim 3$  диаметров мишени. Рассмотрены варианты расчета, в которых при одинаковых условиях полета и одинаковом уровне внешних возмущений: а) интерференция между телами не учитывается совсем (кривые 1); б) учитывается только влияние следов (кривые 2); в) учитывается влияние как следов, так и ударных волн (кривые 3). В целях устранения влияния произвольного выбора начальных условий проводилась серия расчетов, причем в каждой реализации начальные координаты, моменты начала движения и возмущения скоростей и углов атаки выбирались как случайные величины с заданными распределениями. Результаты представлены в виде плотностей распределения координат тел в фиксированный момент времени вдоль осредненной траектории (фиг. 3,а) и в плоскости, перпендикулярной к ней (фиг. 3,б). Методика моделирования и статистической обработки подробно рассмотрена в [11].

Из графиков видно, что понижение плотности воздуха в следах приводит к увеличению дальности полета, что связано как с уменьшением скоростного напора, так и со снижением прироста коэффициента сопротивления летящих позади тел за счет





Фиг. 4. Движение тела при наличии энергоподвода в атмосферу: *a* – в продольном направлении (сплошные кривые – дистанция, штриховые – скорость); *b* – в поперечном направлении (сплошные кривые – поперечное отклонение, штриховые – амплитуда (огibaющая) угла атаки, пунктир – угол атаки (показан только для вариантов 3 и 4)); 1, 3, 5 –  $V_0 = 4$  км/с; 2, 4, 6 –  $V_0 = 10$  км/с; 1, 2 – в невозмущенной атмосфере; 3, 4 – при наличии энергоподвода, при котором на оси трассы плотность среды уменьшается в 16 раз; 5, 6 – при наличии энергоподвода, при котором на оси трассы плотность среды уменьшается в 40 раз

изменения формы носка. Последний эффект является преобладающим и в конце концов приводит к смене лидирующих тел в группе, именно с ним связано смещение вперед не только медианы, но и переднего фронта распределения продольных координат тел. В то же время обгоны тел неизбежно сопровождаются интерференцией в ударных волнах. Это означает, что оба вида интерференции остаются существенными на протяжении всего полета.

5. Результаты, представленные на фиг. 2, показывают, что устойчивое высокоскоростное движение тел в плотных слоях атмосферы при  $V_0 > 4000$  м/с на расстояния  $X > 1000$  м труднодостижимо без существенных потерь скорости, хотя с помощью

современных технологий такие начальные скорости и могут быть реализованы [6–8]. Способы повышения эффективности такого движения с помощью конструктивно-компоновочных мер близки к исчерпанию, и даже значительный прогресс в разработке термостойких материалов позволил бы лишь немного продвинуться в область более высоких скоростей вследствие чрезвычайно резкого роста тепловых нагрузок.

Улучшить ситуацию можно за счет снижения интенсивности абляции воздействием на атмосферу в окрестности трассы полета. Это может быть достигнуто, например, с помощью интенсивного лазерного или СВЧ излучения, создающего перед летящим телом тепловой канал с пониженной плотностью среды. Расчеты [12] показывают, что так можно увеличить эффективную дальность полета на 30–50%, но технически этот способ труднореализуем и энергоемок. Другое возможное решение – использование области пониженной плотности за ударной волной, образующейся при достаточно протяженном цилиндрическом или плоском взрыве. Решение задачи о сильном взрыве [13] показывает, что в окрестности взрыва существует область с характерным размером  $r_0 = (E_0/\rho_1)^{1/\nu}$ , в которой справедливо автомодельное решение (здесь  $E_0$  – энергия взрыва,  $\rho_1$  – величина внешнего противодавления,  $\nu = 1, 2, 3$  – показатель симметрии задачи, плоской, цилиндрической или сферической соответственно). В части этой области имеет место понижение плотности среды на 1–2 порядка. Даже при сравнительно небольших энергиях взрыва  $E_0 \sim 4 \cdot 10^5$  Дж, что соответствует примерно 0.1 кг обычного взрывчатого вещества на 1 погонный метр, протяженность зоны пониженной плотности в направлении движения ударной волны составляет порядка 1–3 м, что существенно превосходит возможности формирования теплового канала за счет СВЧ излучения. Что касается протяженности зоны низкой плотности в продольном направлении, то она ограничивается только конфигурацией и способом заворачивания заряда взрывчатого вещества.

На фиг. 4 приведены результаты расчетов траекторий тел в канале пониженной плотности, формируемом цилиндрическим взрывом. Тело аналогично использованному в расчетах на фиг. 2, но имеет массу 25 г. Как видно из графиков, при понижении плотности на порядок по сравнению с ее значением на уровне земли абляция становится малосущественной, рост коэффициента сопротивления почти не наблюдается и потери скорости на заданном расстоянии 2 км незначительны и практически не зависят от начальной скорости полета. При этом поперечные отклонения траекторий в разреженной среде остаются малыми, хотя затухание продольных колебаний сильно затянута.

**Закключение.** При движении хорошо обтекаемых тел в условиях интенсивной абляции носовой части существует оптимальная начальная скорость, максимизирующая скорость полета (или кинетическую энергию) на заданном расстоянии от точки старта. Разгон тела до начальной скорости выше указанной оптимальной приводит к более быстрому торможению тела вследствие интенсификации абляции и сопутствующего ухудшения аэродинамических характеристик. Оптимальная начальная скорость зависит от массогабаритных, компоновочных и теплофизических параметров тела, а также от параметров атмосферы (главным образом плотности), однако всегда остается конечной.

В случае совместного движения достаточно тесной группы тел с близкими параметрами наличие следов от лидирующих тел оказывает благоприятное влияние на тела, летящие позади, за счет уменьшения плотности набегающего потока и соответственно замедления процессов абляции носовых частей. В то же время для реальных компоновок тел преобладающим оказывается неблагоприятное влияние ударных волн лидирующих тел, интерференция в которых приводит к возбуждению колебательного движения тел, приводящего к дополнительному торможению за счет индуктивного сопротивления, а также к увеличению поперечного рассеивания траекторий тел.

Значительного продвижения в область больших скоростей можно добиться за счет воздействия на атмосферу. Подвод энергии в воздух приводит к резкому уменьшению

интенсивности процессов абляции, что в случае хорошо обтекаемых тел обеспечивает сохранение малой величины коэффициента сопротивления на значительном протяжении траектории полета. Реализация такого энергоподвода сопряжена с целым рядом сложных инженерных проблем, однако могут быть предложены способы, осуществимые уже в настоящее время.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Апштейн Э.З., Пилюгин Н.Н., Тирский Г.А.* Унос массы и изменение формы трехмерного тела при движении по траектории в атмосфере Земли // *Косм. исследования.* 1979. Т. 17. № 2. С. 246–255.
2. *Лунев В.В.* Некоторые свойства и решения уравнения абляции // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1977. № 3. С. 95–102.
3. *Знаменский В.В., Поляков И.Н.* Стационарные формы тел, оплавливающихся при аэродинамическом нагреве // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1987. № 4. С. 122–127.
4. *Итмад Дж.А.* Окисление и механические характеристики вольфрама при высоких температурах и высоких давлениях // *Ракетн. техника и космонавтика.* 1966. Т. 4. № 9. С. 51–58.
5. *Reinecke W.G., Legner H.H.* A review of hypervelocity projectiles aerophysics // *AIAA Paper.* 1995. № 95–1853. 14 p.
6. *Хоук Р.С., Брук А.Л., Фаулер К.М., Петерсон Д.Р.* Электромагнитные рельсовые металлы: возможности прямого запуска тел в космос // *Аэрокосмич. техника.* 1983. Т. 1. № 2. С. 110–120.
7. *Breck H., Albuquerque N.M.* Sandia researchers test "Coil Gun" for use in orbiting small payloads // *Aviation Week and Space Technol.* 1990. V. 132. № 19. P. 88–89.
8. *Херцберг А., Брюкнер А.П., Богдонофф Д.У.* Прямоточный ускоритель: новый способ использования химической энергии для метания снарядов со сверхвысокими скоростями // *Аэрокосмич. техника.* 1988. № 11. С. 171–181.
9. *Кузнецов В.М., Подобин В.П., Толокина Т.К.* Исследование гиперзвуковых следов // *Обзоры. ЦАГИ.* 1973. № 407. 189 с.
10. *Ковиленко В.В., Кравцов А.Н.* Метод расчета обтекания интерферирующих тел при сверхзвуковых скоростях // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1987. Т. 18. № 3. С. 31–38.
11. *Кузнецов В.М., Минайло А.Н., Чернов С.В.* Статистический метод исследования коллективного движения тел в атмосфере // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 2001. Т. 41. № 4. С. 662–672.
12. *Кузнецов В.М., Кучеров А.Н., Макашев Н.К., Минайло А.Н., Чернов С.В.* Движение тел в искусственных тепловых каналах // *ПМТФ.* 2000. Т. 41. № 3. С. 67–74.
13. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965. 386 с.

Москва

Поступила в редакцию  
26.IX.2000