

УДК 533.6.011.5

**Оценка энергетической эффективности
подвода тепла перед летательным аппаратом
при сверхзвуковом полете с ускорением.
Часть 1. Математические модели**

А.Ф. Латыпов

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: latypov@itam.nsc.ru

Выполнена оценка экономии топлива на траектории разгона воздушно-космического самолета при подводе энергии в набегающий поток. Начальная и конечная скорости полета заданы. Использована модель глиссирующего полета над холодным воздухом в бесконечном изобарическом тепловом следе. Сравнение расходов топлива произведено на оптимальных траекториях. Расчеты выполнены при использовании комбинированной силовой установки, состоящей из прямоточного воздушно-реактивного двигателя и жидкостного ракетного двигателя. В первой части статьи для оценки тяги и удельного импульса ПВРД построена эксергетическая модель. Для оценки аэродинамического сопротивления летательного аппарата используется квадратичная зависимость от аэродинамической подъемной силы. Энергия на нагрев потока получается за счет эквивалентного уменьшения эксергии продуктов сгорания. Получены зависимости увеличения коэффициента дальности крейсерского полета при различных числах Маха. Во второй части статьи приводится математическая модель разгонного участка траектории полета летательного аппарата и результаты расчета по уменьшению затрат топлива на траектории разгона при заданном значении подводимой перед летательным аппаратом энергии.

Ключевые слова: нагрев набегающего потока, глиссирующий полет, эффективность, ПВРД, эксергетический метод, оптимальная траектория.

ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные экспериментальные исследования аэродинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) свидетельствуют о том, что их максимальное аэродинамическое качество в гиперзвуковом диапазоне скоростей составляет около $K_m \approx 4$ [1]. Это значение не удаётся увеличить посредством аэродинамического конструирования конфигураций ГЛА. Поэтому в настоящее время значительное внимание уделяется решению задачи активного управления обтеканием тел посредством энергетического и/или силового воздействия на набегающий поток, в частности, посредством подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке. Изучению этой проблемы посвящено значительное число работ (например, [2–5]). Для технической реализации рассматриваемого способа управления обтеканием предполагается использование лазерного и СВЧ-излучений,

электрического разряда. В большинстве теоретических и экспериментальных исследований изучается задача уменьшения аэродинамического сопротивления. Эффект уменьшения аэродинамического сопротивления связывается, главным образом, с уменьшением плотности газа в набегающем потоке, что подтверждается расчетами [6–8] и непосредственными измерениями [9–11]. Дополнительные эффекты здесь возможны из-за изменения режима обтекания вследствие уменьшения числа Маха, изменения числа Рейнольдса, ионизации потока. В работе [12] на примере обтекания гиперзвуковым потоком газа трапециевидного профиля показано значительное влияние ступенчатого распределения температуры в набегающем потоке на аэродинамическую подъемную силу. Установлено, что при условии максимального аэродинамического качества оптимальным является режим глиссирования.

Традиционно эффективность подвода тепла в установившемся полете оценивается величиной

$$\eta = \frac{A_0 - A}{Q_\infty}, \quad (0.1)$$

где A_0 — исходная мощность двигателя, A — мощность при тепловом воздействии, Q_∞ — мощность подвода тепла [13–15]. Эффективность, оцениваемую выражением (0.1), в приближении бесконечного теплового следа можно представить в виде

$$\eta = \frac{\kappa_\infty - 1}{2} c_{x0} M_\infty^2, \quad (0.2)$$

κ_∞ — показатель адиабаты. Коэффициент аэродинамического сопротивления c_{x0} определен по миделю летательного аппарата (ЛА). В (0.2) не учитываются полный энергетический баланс, функциональное назначение летательного аппарата и существенные параметры процесса: степень нагрева газа, несущие свойства ЛА, характеристики двигателя, эффективность преобразования энергии топлива в энергию излучения. Неясна также возможность применения показателя эффективности η при неограниченном возрастании числа Маха полета. В работе [16] впервые предпринята попытка оценки эффективности подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке с учетом перечисленных факторов. Для получения подводимой мощности увеличивался расход топлива и вводился коэффициент преобразования энергии топлива в энергию излучения. Однако оценка этого коэффициента весьма затруднена. В настоящей работе подводимая энергия вырабатывается за счет эквивалентного уменьшения эксергии продуктов сгорания топлива. В работе [16] оценка экономии топлива при разгоне ЛА дана по уменьшению расхода топлива при некотором среднем по траектории полета значении числа Маха. Здесь оценка выполнена на основе решения задачи оптимального управления при полете с использованием комбинированного двигателя, включающего прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ПВРД) и жидкостный ракетный двигатель (ЖРД).

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

В работах [5, 17–21] изучается структура течения за пульсирующим источником тепла. Из этих работ, в частности, следует, что статическое давление в следе достаточно быстро становится равным давлению в окружающей среде. Поэтому будем предполагать, что подвод тепла в набегающий поток осуществляется при постоянных значениях давления и скорости, так что реализуется бесконечный тепловой след с параметрами:

$$p = p_\infty, \quad V = V_\infty, \quad \frac{T_\infty}{T} = \frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{F_\infty}{F} = \varepsilon.$$

Принятые обозначения: p — давление, V — скорость, T — температура, F — сечение следа, ρ — плотность; индекс ∞ соответствует параметрам газа на бесконечности, ε — задаваемый параметр. Тепловая мощность следа перед телом

$$Q_\infty = \rho_\infty V_\infty F_m c_p T_\infty (1 - \varepsilon),$$

где F_m — мидель ЛА, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении. Относительное повышение полной энтальпии потока при этом составляет

$$\theta_\infty = \frac{1 - \varepsilon}{1 + 0,5(\kappa_\infty - 1)M_\infty^2}.$$

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРЫ

Предполагается, что полет ЛА, обладающего подъемной силой, происходит на границе раздела сред высокой и низкой плотности в режиме глиссирования: подъемная сила Y , в основном, создается нижней поверхностью ЛА, обтекаемой невозмущенным потоком воздуха

$$Y = c_y q_\infty S_\infty.$$

Здесь c_y — коэффициент подъемной силы; $q_\infty = 0,5\rho_\infty V_\infty^2$ — скоростной напор, S_∞ — площадь в плане ЛА. Приближенно аэродинамическое сопротивление X представим в виде суммы двух слагаемых: продольной составляющей нормальной силы, действующей на нижнюю поверхность, $X_1 = c_{x1} q_\infty S_\infty$, и сопротивления тела, находящегося в тепловом следе, $X_2 = \xi c_{x2}^0 q S_\infty$, $q = \varepsilon q_\infty$. Здесь c_{x1} , c_{x2}^0 — коэффициенты аэродинамического сопротивления, ξ — коэффициент, учитывающий изменение коэффициента сопротивления из-за возможного изменения режима обтекания. В сверхзвуковом диапазоне скоростей при малых углах атаки α справедливо соотношение $c_{x1} = c_y \alpha$. Тогда

$$X = (c_{x1} + c_{x2}) q_\infty S_\infty, \quad c_{x2} = \xi \varepsilon c_{x2}^0.$$

Для коэффициента полного аэродинамического сопротивления c_x с учетом

$$c_y = c_y^\alpha \alpha, \quad c_y^\alpha = \partial c_y / \partial \alpha, \quad (2.1)$$

получим соотношение

$$c_x = \frac{c_y^2}{c_y^\alpha} + c_{x2}. \quad (2.2)$$

Из (2.2) определяются значение максимального аэродинамического качества $K_m = c_{ym} / c_{xm}$ и соответствующие значения аэродинамических коэффициентов

$$K_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_y^\alpha}{c_{x2}}}, \quad c_{ym} = \sqrt{c_y^\alpha c_{x2}}, \quad c_{xm} = 2c_{x2}. \quad (2.3)$$

Предполагается, что на траектории разгона аэродинамическое сопротивление при $c_y = 0$ не зависит от числа Маха полета M_∞ ($c_{x2}^0 = \text{const}$). Однако параметр c_y^α существенно зависит от M_∞ . Для типичной конфигурации гиперзвукового ЛА по результатам [22] эта зависимость имеет вид

$$c_y^\alpha = c_y^{\alpha*} \sqrt{\frac{M_\infty}{M_\infty^*}} \quad (2.4)$$

(базовое значение $c_y^{\alpha*} \cong 0,8$ при $M_\infty^* = 4$).

Нормируем параметры в выражении (2.2) на соответствующие значения, определяемые соотношениями (2.3), в начальной точке траектории при $\xi = \varepsilon = 1$ (обозначены индексом 0). С учетом зависимости (2.4) получим:

$$\begin{aligned} \bar{c}_x &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{M_\infty}{M_{\infty 0}}} \bar{c}_y + \xi \varepsilon \right), \quad \bar{K}^{-1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{M_\infty}{M_{\infty 0}}} \bar{c}_y + \frac{\xi \varepsilon}{\bar{c}_y} \right), \\ \bar{c}_x &= \frac{c_x}{c_{xm0}}, \quad \bar{c}_{x2}^0 = \frac{c_{x2}^0}{c_{xm0}} = \frac{1}{2}, \quad \bar{c}_y = \frac{c_y}{c_{ym0}}, \quad \bar{K} = \frac{K}{K_{m0}}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Полагая в (2.5) $M_{\infty 0} = M_\infty$, получим оценку чистого влияния подогрева воздуха (верхним индексом 0 обозначены значения величин при $\varepsilon = 1$):

$$\bar{K}_m = \frac{K_m}{K_m^0} = \frac{1}{\sqrt{\xi \varepsilon}}, \quad \bar{c}_{ym} = \frac{c_{ym}}{c_{ym}^0} = \sqrt{\xi \varepsilon}, \quad \bar{c}_{xm} = \frac{c_{xm}}{c_{xm}^0} = \xi \varepsilon. \quad (2.6)$$

Из (2.6) следует, что при нагреве набегающего потока ($\xi \approx 1$, $\varepsilon < 1$) значение коэффициента подъемной силы, при котором достигается максимальное значение аэродинамического качества, меньше аналогичного исходного значения. Поэтому для реализации максимальной эффективности крейсерский полет должен происходить на меньших высотах.

Впоследствии для определения аэродинамических сил на траектории разгона целесообразно задавать K_{m0} , возможный диапазон значений которого определен экспериментально [1]. Определяя значение c_{y0}^α из (2.4) в начальной точке траектории, для остальных аэродинамических коэффициентов из (2.3) получим:

$$c_{x2}^0 = \frac{c_{y0}^\alpha}{4K_{m0}^2}, \quad c_{xm0} = 2c_{x2}^0, \quad c_{ym0} = \sqrt{c_{y0}^\alpha c_{x2}^0}. \quad (2.7)$$

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

Предполагается, что силовая установка (СУ) гиперзвуковых летательных аппаратов является комбинированной и включает ПВРД и ЖРД. Воздух, поступающий в ПВРД, не подогревается. Сила тяги R_1 и удельный импульс I_1 ПВРД зависят от числа Маха полета M_∞ и коэффициента избытка воздуха α_1 в камере горения, здесь α_1 — функция управления. Сила тяги жидкостного ракетного двигателя — R_2 является также функцией управления, а ее удельный импульс

$I_2 = \text{const}$ — заданной величиной. Для определения характеристик ПВРД используется эксергетический метод [23–26].

Пусть в термодинамическую систему поступает в единицу времени количество вещества с параметрами p_1, T_1 , и выходит такое же количество с параметрами p_2, T_2 (составы входящих и выходящих веществ могут быть различными). Параметры внешней среды — p_∞, T_∞ . К системе подводится количество тепла Q , и системой совершается работа A . Обозначим: h — энтальпия, S — энтропия, $h_i = h(p_i, T_i)$, $S_i = S(p_i, T_i)$, $i = 1, 2$, $h_i^\infty = h_i(p_\infty, T_\infty)$, $S_i^\infty = S_i(p_\infty, T_\infty)$. По определению, удельная эксергия выходящего вещества равна

$$e_2(p_2, T_2) = (h_2 - h_2^\infty) - T_\infty(S_2 - S_2^\infty). \quad (3.1)$$

С использованием закона сохранения энергии $h_2 = h_1 + Q - A$, выражение (3.1) принимает вид

$$e_2(p_2, T_2) = e_1(p_1, T_1) + Q - A - T_\infty \Delta S - \delta e, \quad (3.2)$$

$$\Delta S = S_2 - S_1, \quad \delta e = (h_2^\infty - h_1^\infty) - T_\infty(S_2^\infty - S_1^\infty).$$

Приращение энтропии ΔS обусловлено необратимыми процессами, происходящими в системе, и может быть вычислено при задании их физических моделей. Дефект эксергии δe связан с различием составов входящих и выходящих веществ. Для используемых ниже газов эта величина пренебрежимо мала, поэтому в последующем не учитывается.

Замечание. В [27] эксергия потока тепла Q , отдаваемого телом с температурой T , определяется следующим образом:

$$e_Q = Q \left(1 - \frac{T_\infty}{T} \right).$$

Применение этого соотношения для расчета эксергии продуктов сгорания в ПВРД затруднено, поскольку температура сгорания топлива — переменная величина и зависит от протекания процесса. Возникают также затруднения с определением изменения эксергии при отводе тепла.

Относительная степень необратимости процесса в элементе термодинамической системы характеризуется коэффициентом потери эксергии:

$$\delta = \frac{T_\infty \Delta S}{e_2^{\max}}, \quad \text{либо} \quad \delta = \frac{T_\infty \Delta S}{\Delta e_2^{\max}},$$

где e_2^{\max} — максимальное значение эксергии выходящего вещества, Δe_2^{\max} — максимальное приращение эксергии.

ПВРД состоит из воздухозаборника, камеры горения и сопла. Введем обозначения: $\alpha_2 = \alpha_1$ при $\alpha_1 > 1$, $\alpha_2 = 1$ при $0 < \alpha_1 \leq 1$, L_0 — стехиометрический коэффициент, H_i — калорийность водорода, $g_T = \frac{1}{\alpha_1 L_0}$ — удельный расход топлива, ψ — полнота сгорания, ξ_r — коэффициент регенерации тепла, a_∞ — скорость звука невозмущенного потока, R_∞, R_g — газовые постоянные воздуха и продуктов сгорания, V_c — скорость истечения продуктов сгорания из сопла,

ΔS_i , $i=1,2,3$ — приращение энтропии в воздухозаборнике, камере горения, сопле; δ_i — соответствующие коэффициенты потери эксергии. Используя (3.2), запишем соотношение для скорости истечения из сопла

$$(1+g_T)\frac{V_c^2}{2} = \frac{V_\infty^2}{2} + \left(\frac{\xi_r}{\alpha_1} + \frac{\psi}{\alpha_2}\right)\frac{Hu}{L_0} - T_\infty [\Delta S_1 + (1+g_T)(\Delta S_2 + \Delta S_3)]. \quad (3.3)$$

Коэффициенты δ_i определяются следующим образом:

$$\delta_1 = \frac{T_\infty \Delta S_1}{V_\infty^2/2} = \frac{2\Delta S_1/R_\infty}{\kappa_\infty M_\infty^2}, \quad \delta_2 = (1+g_T)\frac{\Delta S_2/R_g}{\kappa_\infty \bar{Q}_{\max}}, \quad (3.4)$$

$$\delta_3 = (1+g_T)\frac{T_\infty \Delta S_3}{e_2}, \quad \bar{Q}_{\max} = \frac{Hu}{L_0 a_\infty^2},$$

e_2 — эксергия в выходном сечении камеры горения. Введем также эффективную относительную скорость истечения

$$\bar{V}_{ce} = (1+g_T)\frac{V_c}{V_\infty}. \quad (3.5)$$

Из (3.3), (3.4), (3.5) получим

$$\bar{V}_{ce}^2 = (1+g_T) \left[(1-\delta_1) + \frac{2\bar{Q}_{\max}}{M_\infty^2} \left(\frac{\xi_r}{\alpha_1} + \frac{\psi}{\alpha_2} - \delta_2 \right) \right] (1-\delta_3). \quad (3.6)$$

Далее определяются коэффициент тяги c_R , тяга R_1 и удельный импульс I_1 двигателя:

$$\begin{aligned} c_R &= 2(\bar{V}_{ce} - 1), \\ R_1 &= c_R q_\infty F_0, \\ I_1 &= \alpha_1 L_0 V_\infty (\bar{V}_{ce} - 1), \end{aligned} \quad (3.7)$$

F_0 — площадь входного сечения двигателя.

Полнота сгорания топлива существенно зависит от числа Маха полета и определяется многими факторами. Здесь используется термодинамическая оценка ψ_T . По значениям статических параметров потока воздуха на входе в камеру сгорания и расходам реагирующих веществ определяются равновесные температура и состав Z_j , включающий 17 наиболее значимых компонентов. Затем вычисляется тепловой эффект реакций $Q(Z_j)$ при нормальных условиях для состава продуктов сгорания Z_j . Полнота сгорания при этом определяется соотношением

$$\psi_T(M_\infty) = \frac{Q(Z_j)}{Hu}. \quad (3.8)$$

Оценка (3.8) — верхняя, т. к. реальные процессы смешения, неравномерность параметров потока, неравновесность процессов уменьшают равновесное значение

полноты сгорания топлива. Ниже приведены вычисленные по (3.8) значения $\psi_T(M_\infty)$ при $\alpha_1 = 1$ и параметрах потока на входе в камеру горения, соответствующих числам Маха полета M_∞ .

M_∞	3	4	5	6	8	10	12	14
ψ_T	0,94	0,92	0,90	0,89	0,85	0,79	0,72	0,64

Диагностика потоков со сгоранием топлива чрезвычайно трудна из-за неравномерности распределения параметров течений и неравновестности процессов. Распределения по длине канала статического давления и теплового потока, получаемые в эксперименте, недостаточны для идентификации течений. Одномерное описание в приближении псевдоскачкового течения позволяет получать лишь осредненные параметры течений [28]. Однако и в этом случае при дополнительном измерении действующих сил затруднительно определять распределение по длине канала выделяемого тепла и разделять влияние на параметры течения подвода тепла и диссипации энергии. Это обуславливает значительный разброс экспериментальных оценок полноты сгорания [29–32]. В работе [31] приведена оценка $\psi \approx 0,8$ при числе Маха на входе в камеру сгорания $M_e = 2,5$, соответствующем числу Маха полета $M_\infty \approx 7,5$. Примерно такая же оценка в работе [32] при $M_e = 2,0 - 3,0$, $\alpha_1 = 1$. Также неопределенна достоверность расчетных оценок из-за отсутствия обоснованных физико-математических моделей совместных нестационарных процессов смешения, горения, теплообмена. Тем не менее, такие оценки производятся на основе некоторого набора значимых реакций. Расчетные оценки в [32] дали следующие результаты. При $M_e = 2,0 - 3,0$, $\alpha_1 = 1$, $T_e = 1940^\circ \text{K}$ полнота сгорания составляет $\psi = 0,80 \pm 0,05$. С увеличением температуры входящего воздуха величина ψ уменьшается. При коэффициенте избытка воздуха $\alpha_1 < 1$ величина $\psi \approx \text{const}$ и равна значению при $\alpha_1 = 1$, а при $\alpha_1 = 2$ достигает предельного значения $\psi = 1$. Такое же качественное поведение величины ψ_T , вычисленной по соотношению (3.8). В последующих оценках характеристик ПВРД используется величина $\psi = \xi_\psi \cdot \psi_T$, где $\xi_\psi = 0,92 \div 0,95$ — поправочный коэффициент.

Величина δ_1 определяется через коэффициент восстановления полного давления ν в воздухозаборнике

$$\delta_1 = -\frac{2 \ln \nu}{\kappa M_\infty^2}.$$

По данным из работ [23, 26] получим, что δ_1 слабо зависит от числа Маха полета, и ее оценка лежит в пределах $\delta_1 = 0,045 \div 0,055$. Оценка величины δ_3 может быть получена через коэффициент скорости сопла ЖРД $\varphi_c = 0,945 \div 0,975$ [33], т. к. по определению $1 - \delta_3 = \varphi_c^2$.

Оценка параметра δ_2 наиболее трудна, т. к. эффективность процесса подвода тепла зависит от многих факторов: смешение струй, трение, отрыв потока, ударные волны, неравномерность параметров, нестационарность, кинетика химических реакций. Даже для конкретной конструкции камеры сгорания и подвода горючего в настоящий момент отсутствуют адекватные математические модели. Используемые гибридные модели, частично описывающие названные процессы, требуют

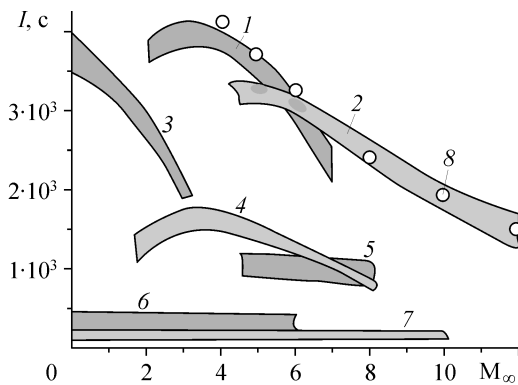


Рис. 1. Удельный импульс различных реактивных двигателей в зависимости от числа Маха.

Водород: 1 — ПВРД изменяемой геометрии, 2 — ГПВРД фиксированной геометрии, 6 — ЖРД, 8 — результаты по математической модели. Углеводородное горючее: 3 — ТРД (керосин), 4 — ПВРД, 5 — ГПВРД, 7 — ЖРД.

громadных вычислительных ресурсов. Температура воздуха на входе в камеру сгорания T_e существенно превышает статическую температуру внешнего потока T_∞ .

Здесь же принято, что подвод тепла начинается при температуре T_∞ и происходит при постоянном давлении, что в сочетании с термодинамической оценкой полноты сгорания ψ позволяет учесть необратимости названных процессов. Для приращения энтропии ΔS_2 получим выражение:

$$\frac{\Delta S_2}{R_g} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \ln \left(1 + \frac{\Delta T}{T_\infty} \right),$$

$$\frac{\Delta T}{T_\infty} = \frac{(\kappa - 1)\bar{Q}}{1 + \left[\frac{\psi}{\alpha_2} (1 - \bar{c}_p) + \frac{1}{\alpha_1} \bar{c}_p \right] \frac{1}{L_0}}, \quad \bar{c}_p = \frac{c_{pH}}{c_{pg}}, \quad (3.9)$$

где c_{pH} , c_{pg} — теплоемкости при постоянном давлении водорода и продуктов сгорания, κ — показатель адиабаты продуктов сгорания. Если относительная площадь выходного сечения камеры горения $\bar{F}_k = F_k/F_0$ задана, то из условия $M_k = 1$ в этом сечении может быть получено максимально допустимое значение приращения энтропии $\Delta S_{2\max}$. Оценки показали, что во всем рассматриваемом диапазоне скоростей полета при значении $\bar{F}_k = 0,2$ выполняется условие $\Delta S_2 < \Delta S_{2\max}$. Используя (3.9), по соответствующему соотношению из (3.4) получаем значение параметра δ_2 . На рис. 1 представлены значения удельного импульса ГПВРД для чисел Маха набегающего потока $M = 4 \div 12$, вычисленные по данной математической модели и полученные в [34, 35].

4. УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС ПРИ ВЫРАБОТКЕ ЭНЕРГИИ Q_∞

Выработка энергии, подводимой в набегающий поток, как было сказано выше, осуществляется за счет эксергии продуктов сгорания топлива при дополнительном увеличении энтропии ΔS_Q . Для скорости истечения U_c в данном случае с учетом (3.2), (3.3) получим

$$(1 + g_T) \frac{U_c^2}{2} = (1 + g_T) \frac{V_c^2}{2} - \frac{Q_\infty (1 + \delta_\infty)}{\rho_\infty V_\infty F_0 \xi_\infty}, \quad \delta_\infty = \frac{T_\infty \Delta S_Q}{Q_\infty}, \quad (4.1)$$

где ξ_∞ — коэффициент поглощения излучения в воздухе. Введем эксергетический коэффициент полезного действия $\eta_Q = (1 + \delta_\infty)^{-1}$, по аналогии с (3.5) эффективную скорость истечения \bar{U}_{ce} , и параметр $\xi_F = F_m/F_0$. Тогда из (4.1) следует:

$$\bar{U}_{ce}^2 = \bar{V}_{ce}^2 - \frac{2}{(\kappa - 1)M_\infty^2} \xi_\varepsilon (1 - \varepsilon)(1 + g_T)(1 - \delta_3), \quad \xi_\varepsilon = \frac{\xi_F}{\xi_\infty \eta_Q}. \quad (4.2)$$

По результатам работы [36] $\xi_\infty \approx 0,8$. Для гиперзвуковых летательных аппаратов $\xi_F \sim 1$. Для газовой турбины эксергетический к.п.д. идентичен адиабатическому коэффициенту полезного действия, который лежит в пределах $\eta_a \cong 0,90 \div 0,95$. Поэтому принят следующий диапазон возможных значений параметра $\xi_\varepsilon = 1,3 \div 1,5$. Далее по (3.7) определяются коэффициент тяги, тяга и удельный импульс ПВРД при замене \bar{V}_{ce} на \bar{U}_{ce} .

Параметр z_1 определяет долю энергии, расходуемой на нагрев набегающего потока, от полной энергии, выделяющейся в камере горения ПВРД

$$z_1 = \frac{\xi_\varepsilon (1 - \varepsilon)}{(\kappa_\infty - 1) \bar{Q}_{\max} \left(\frac{\xi_r}{\alpha_1} + \frac{\psi}{\alpha_2} \right)}.$$

При выработке энергии Q_∞ в тракте ЖРД уменьшенный удельный импульс $I_{2\varepsilon}$ вычисляется также из эксергетического баланса

$$\frac{I_{2\varepsilon}^2}{2} = \frac{I_2^2}{2} + \frac{Q_\infty}{\xi_\infty \eta_Q \dot{m}_2}, \quad \dot{m}_2 = -\frac{R_2}{I_{2\varepsilon}}. \quad (4.3)$$

Произведем необходимые подстановки и выполним несложные преобразования, вводя используемые в последующем параметры

$$\bar{q}_\infty = \frac{q_\infty}{q_{\infty 0}}, \quad \bar{F}_0 = \frac{F_0}{S_\infty}, \quad P_0 = \frac{q_{\infty 0} \bar{F}_0}{m_0 g / S_\infty}, \quad \hat{I}_2 = \frac{I_2}{a_\infty}, \quad \bar{I}_{2\varepsilon} = \frac{I_{2\varepsilon}}{I_2}, \quad \bar{R}_2 = \frac{R_2}{m_0 g},$$

$m_0, q_{\infty 0}$ — масса ЛА и скоростной напор в начальной точке траектории. Значение $\bar{I}_{2\varepsilon}$ получим из решения квадратного уравнения (4.3)

$$\bar{I}_{2\varepsilon} = -B + \sqrt{B^2 + 1}, \quad B = \frac{2P_0 \xi_\varepsilon \bar{q}_\infty (1 - \varepsilon)}{(\kappa_\infty - 1) \hat{I}_2 M_\infty \bar{R}_2}. \quad (4.4)$$

Соответствующее значение параметра z_2 равно

$$z_2 = \frac{\xi_\varepsilon Q_\infty}{g_H H u} = \frac{2(1 + L'_0) P_0 \xi_\varepsilon (1 - \varepsilon) \hat{I}_2}{(\kappa_\infty - 1) (H u / a_\infty^2) M_\infty \bar{R}_2},$$

g_H, L'_0 — расход и стехиометрический коэффициент горючего в ЖРД.

5. КРЕЙСЕРСКИЙ РЕЖИМ ПОЛЕТА

Дальность полета L на крейсерском режиме:

$$\bar{L} = -Br \ln(1 - g_{Tk}), \quad Br = M_\infty K \hat{I}_1,$$

$\bar{L} = Lg/a_\infty^2$, $\hat{I}_1 = I_1/a_\infty$, g_{Tk} — относительное количество расходуемого топлива в крейсерском полете, Br — коэффициент дальности полета Брге. Определим

прежде необходимые параметры ЛА при полете без подвода энергии в набегающий поток. Примем $K = K_m(M_\infty)$. Из (2.3), (2.4) получим

$$\bar{K}_m = \bar{c}_{ym} = \left(\frac{M_{\infty 0}}{M_\infty} \right)^{0,25}.$$

Задавая K_{m0} при некотором значении $M_{\infty 0}$, остальные аэродинамические коэффициенты определяем из (2.7). Удельный импульс максимален при коэффициенте избытка воздуха, близком к единице. Поэтому полагаем $\alpha_1 = 1$. Коэффициент тяги и удельный импульс будут функциями только числа Маха полета: $c_R(M_\infty)$, $I_1(M_\infty)$. Из условия равенства силы тяги силе аэродинамического сопротивления определяется относительная площадь входного сечения двигателя \bar{F}_0 (рис. 2)

$$\bar{F}_0(M_\infty) = \frac{2c_{x2}^0}{c_R(M_\infty)}.$$

Из условия равенства подъемной силы весу ЛА определяем значение конструктивного параметра σ_0

$$\sigma_0 = \frac{q_\infty}{mg/S_\infty} = \frac{1-w^2}{c_{ym}}.$$

Сравнительные характеристики ЛА при подводе энергии будем вычислять при одинаковых значениях σ_0 и \bar{F}_0 . Тогда полетные значения аэродинамических коэффициентов будут равны (снабжены индексом ε)

$$c_{y\varepsilon} = c_{ym}, \quad c_{x\varepsilon} = (1+\varepsilon)c_{x2}^0 < c_{xm}, \quad \frac{K_\varepsilon}{K_m} = \frac{2}{1+\varepsilon} > 1.$$

Из уравнения

$$c_R(\alpha_1, M_\infty) \bar{F}_0 = c_{x\varepsilon}$$

определяем α_1 , затем $I_{1\varepsilon}(\alpha_1, M_\infty)$ и относительный коэффициент дальности Бреге

$$\bar{Br}_\varepsilon = \frac{Br_\varepsilon}{Br} = \frac{2}{1+\varepsilon} \frac{I_{1\varepsilon}}{I_1}.$$

Результаты расчетов

На рис. 2 представлена зависимость $\bar{F}_0(M_\infty)$. С увеличением критического числа Маха полета требуемое значение \bar{F}_0 значительно увеличивается и при $M_\infty = 12$ достигает $\sim 0,1$.

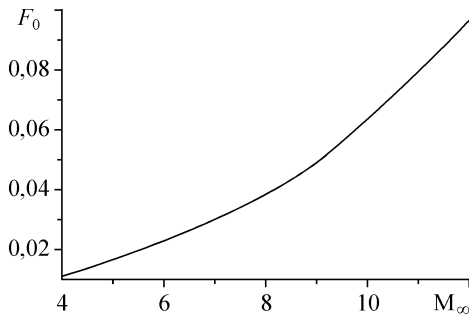


Рис. 2. Относительная площадь входного сечения ПВРД.

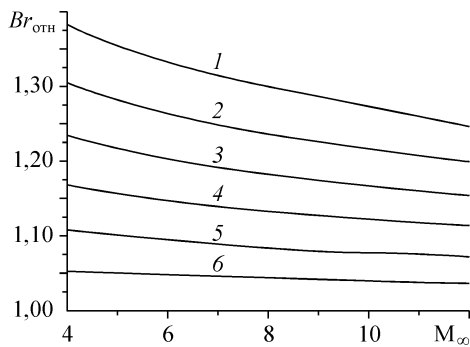


Рис. 3. Относительный коэффициент дальности в зависимости от числа Маха крейсерского полета и относительной плотности подогретого воздушного потока.
Значения ε : 0,4 (1), 0,5 (2), 0,6 (3), 0,7 (4), 0,8 (5), 0,9 (6).

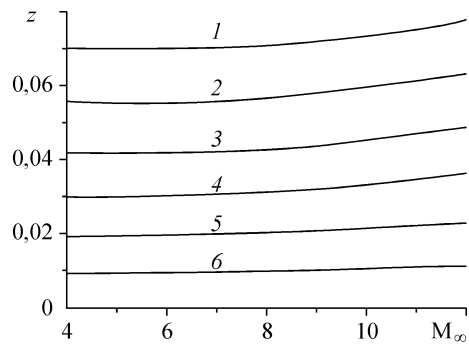


Рис. 4. Доля энергии, расходуемой на подогрев набегающего потока, от выделяемой в камере сгорания.
Значения ε : 0,4 (1), 0,5 (2), 0,6 (3), 0,7 (4), 0,8 (5), 0,9 (6).

В решении задачи разгона принято это значение, т. к. при меньших значениях ПВРД не будет доставлять требуемой тяги при больших числах Маха полета. На рис. 3 представлена зависимость относительного коэффициента дальности от степени подогрева набегающего потока для различных значений крейсерского числа Маха. Такое управление обтеканием ЛА является весьма эффективным. При этом даже для значительной степени подогрева доля потребной энергии не превышает 8 % (рис. 4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гунько Ю.П., Мажуль И.И., Чиркова Л.А. Некоторые оценки аэродинамического качества гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями по экспериментальным данным // Техника воздушного флота. — 1995. — № 5/6. — С. 34–38.
2. Chernyi G.G. The impact of electro-magnetic energy addition to air near the flying body on its aerodynamics characteristics // Proc. of 2nd Weakly Ionized Gases. Workshop, 1998, Norfolk (USA), VA. — P. 1–31.
3. Мирабо Л., Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. Расчет и теория подобия эксперимента, моделирующего эффект “AIR-SPIKE” в гиперзвуковой аэродинамике // Теплофизика высоких температур. — 1998. — Т. 36, № 2. — С. 304–309.
4. Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. — 1997. — Т. 23, № 9. — С. 1–8.
5. Georgiesky P.Yu., Levin V.A. Unsteady effects for a supersonic flow past a pulsing energy source of high power // Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. Proc., Pt II, Novosibirsk, Russia, 1998. — P. 58–64.
6. Лукьянов Г.А. О сопротивлении и теплообмене тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом плоского источника энергии // Письма в ЖТФ. — 1998. — Т. 24, № 24. — С. 76–82.
7. Лукьянов Г.А. О сопротивлении тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом изобарической области энерговыделения // Письма в ЖТФ. — 1999. — Т. 25, № 1. — С. 68–74.
8. Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Влияние локального энергоподвода в гиперзвуковой поток на лобовое сопротивление тел с различным затуплением // Инженерно-физический журнал. — 1994. — Т. 67, № 5-6. — С. 355–361.
9. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.П. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. — 1996. — Т. 351, № 3. — С. 339–340.
10. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. Эффект “тепловой иглы” перед затупленным телом в сверхзвуковом потоке // ДАН. — 1990. — Т. 310, № 1. — С. 47–50.
11. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // Теплофизика высоких температур. — 1990. — Т. 28, № 6. — С. 1156–1163.
12. Гогитш Л.В., Дашевская С.Г. Обтекание трапециевидного крыла профиля сверхзвуковым неравномерным потоком // Изв. Ан СССР. Механика жидкости и газа. — 1990. — № 3. — С. 180–183.

13. **Бартльме Ф.** Газодинамика горения / Пер. с нем. — М.: Энергоиздат, 1981.
14. **Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С.** Оценка энергозатрат при снижении лобового сопротивления тела в сверхзвуковом потоке газа // Инженерно-физический журнал. — 1992. — Т. 63, № 6. — С. 659–664.
15. **Михайлов В.М., Москалец Г.Н., Рыбка И.В. и др.** Метод повышения эффективности воздействия на сверхзвуковой поток при реализации энергетического способа управления обтеканием // Тр. Всеросс. научно-техн. конф. “Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий”. — Жуковский: ЦАГИ, 1998. — С. 1–12.
16. **Латыпов А.Ф., Фомин В.М.** Оценка энергетической эффективности подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. — Новосибирск: Наука, 2002. — Т. 43, № 1. — С. 71–75.
17. **Белоконь В.А., Руденко О.В., Хохлов Р.В.** Аэродинамические явления при сверхзвуковом обтекании лазерного луча // Акустический журнал. — 1977. — Т. XXIII, вып. 4. — С. 632–634.
18. **Третьяков П.К., Яковлев В.И.** Формирование квазистационарного сверхзвукового течения с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником // Письма в ЖТФ. — 1998. — Т. 22, вып. 24. — С. 30–33.
19. **Третьяков П.К., Яковлев В.И.** Волновая структура в сверхзвуковом потоке с лазерным энергоподводом // Докл. РАН. — 1999. — Т. 365, № 1. — С. 58–60.
20. **Tretyakov P.K., Yakovlev V.I., Zudov V.N.** Gasdynamic structure of a supersonic flow around a heat source // 19-th Inter. Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities. Record, Cleveland, Ohio, August 2001. — P. 70–81.
21. **Зудов В.Н.** Развитие следа за импульсно-периодическим энергоисточником // Письма в ЖТФ. — 2001. — Т. 27, вып. 12. — С. 81–87.
22. **Белоглазкин А.Н., Гулько Ю.П., Кощев А.В., Мажуль И.И.** Расчетный анализ аэродинамических и суммарных тягово-аэродинамических характеристик гиперзвукового летательного аппарата с ГПВРД // Ежегодная научная школа-семинар ЦАГИ “Механика жидкости и газа”, 30 янв.-4 февр. 1990 г. — Сб. докл. “Аэротермодинамика воздушно-космических систем” — Жуковский: ЦАГИ, 1992. — С. 51–60.
23. **Латыпов А.Ф., Хенкин П.В.** Параметрический анализ прямого воздушного реактивного двигателя на водороде со сверхзвуковым горением // Вопросы газодинамики. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. — С. 197–201.
24. **Дулов В.Г., Латыпов А.Ф., Пупышев С.Б. и др.** Эффективность крейсерского полета гиперзвуковых летательных аппаратов // Сб. научн. тр. “Исследования по гиперзвуковой аэродинамике”. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. — С. 151–172.
25. **Латыпов А.Ф., Тенетов В.П.** Функциональная математическая модель силовой установки гиперзвукового летательного аппарата // Препринт ИТПМ СО АН СССР. — Новосибирск, 1983. — № 4-83. — С. 1–31.
26. **Латыпов А.Ф.** Функциональная математическая модель прямого и ракетно-прямого двигателей // Сб. тр. V Школы по методам аэрофизических исследований. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1990. — С. 97–103.
27. **Кирилин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е.** Техническая термодинамика. — М.: Наука, 1979.
28. **Крокко Л.** Одномерное рассмотрение газовой динамики установившихся течений // Основы газовой динамики / Под ред. С. Эммонса. — М.: ИЛ., 1963. — С. 64–324.
29. **Баев В.К., Шумский В.В., Ярославцев М.И.** Некоторые методические аспекты исследования газодинамических моделей с тепломассоподводом в импульсной аэродинамической трубе // Физика горения взрыва. — 1987. — № 5. — С. 45–54.
30. **Баев В.К., Шумский В.В.** Влияние газодинамики двухрежимной камеры сгорания на силовые характеристики модели с горением // Физика горения взрыва. — 1995. — Т. 31, № 6. — С. 49–63.
31. **Rodriguez C.G., White J.A., Riggins D.W.** Three-dimensional effects in modeling of dual-mode scramjets // AIAA-2000-3704. — P. 1–15.
32. **Rogers R.C., Cariotti D.P., Guy R.W.** Experimental supersonic combustion research at NASA Langley // AIAA-98-2506. — P. 1–24.
33. **Васильев А.П., Кудрявцев В.М., Кузнецов В.А. и др.** Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. — М.: Высшая школа, 1967.
34. **Hearth D.P., Preyss A.E.** Hypersonic Technology – Approach to an Expanded Program // Astronautics and aeronautics. — 1976. — Vol. 14, No. 12. — P. 20–37.
35. **Jones R.A., Huber P.W.** Toward scramjet aircraft // Astronautics and aeronautics. — 1978. — Vol. 16, No. 2. — P. 38–48.
36. **Тищенко В.Н., Антонов В.М., Мелехов А.В. и др.** Микроволновый разряд в газовой среде // Письма в ЖТФ. — 1996. — Т. 22, вып. 24. — С. 30–34.

Статья поступила в редакцию 21 июля 2008 г.