

относительная ширина зазора и оказывает влияние на интенсивность переноса тепла, однако это влияние несущественно и в практических расчетах им можно пренебречь.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bisop E. H., Mack L. R., Schanlan J. A. Heat transfer by natural convection between concentric spheres.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1966, vol. 9, p. 649.
2. Schanlan J. A., Bisop E. H., Pove R. E. Natural convection heat transfer between concentric spheres.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1970, vol. 13, p. 1857.
3. Yin S. H., Pove R. E. et al. Natural convection flow patterns in spherical annuli.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1973, vol. 16, N 9.
4. Mack L. R., Hardee H. C. Natural convection between concentric spheres at low Rayleigh number.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1968, vol. 11, p. 387.
5. Петражицкий Г. Б., Станкевич Н. М. Естественная конвекция сжимаемой жидкости в сферических прослойках.— ПМТФ, 1976, № 5.
6. Петражицкий Г. Б., Бекнева Е. В., Станкевич Н. М. Расчет течения и теплообмена при свободном движении жидкости в горизонтальном кольцевом канале.— Вопросы электро- и теплоэнергетики, 1970, № 46.
7. Кускова Т. В. Разностный метод расчета течений вязкой несжимаемой жидкости.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 7. М.: Изд-во МГУ, 1967.
8. Liu C. Y., Mueller W. K., Landis F. Natural convection heat transfer in horizontal cylindrical annuli.— Int. Developments in Heat Transfer, 1961, pt 5, N 117.
9. Бурелко В. В., Штессель Э. А. О законе теплопередачи при свободной конвекции в цилиндрических и сферических прослойках.— ИФЖ, 1973, т. 21, № 1.

Поступила 13/V 1983 г.

УДК 532.529

### ЭРОЗИЯ ТУПОГО ТЕЛА В ЗАПЫЛЕННОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А. П. ТРУНЕВ, В. М. ФОМИН

(Новосибирск)

Исследуется эрозия в окрестности лобовой точки тупого тела при обтекании запыленным гиперзвуковым потоком. Для описания процесса использована трехскоростная модель движения неоднородной среды. В результате определен коэффициент эрозии как функция параметров набегающего потока. Так называемый эффект экранирования, ранее экспериментально изученный в [1], объясняется торможением частиц в плотном пылевом слое над эрозированной поверхностью. Показано, что стационарный характер течения в окрестности критической точки при наличии пылевого слоя нарушается, если массовая концентрация частиц в невозмущенном потоке превышает некоторое критическое значение.

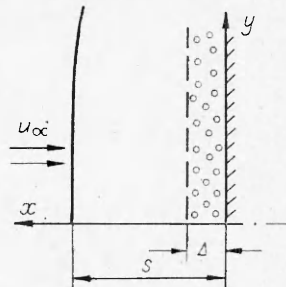
Исследованию движения частиц в гиперзвуковых ударных слоях, но без учета влияния продуктов эрозии, посвящен ряд работ [2, 3]. В [4] исследована эрозия в окрестности критической точки дозвукового, слабо запыленного потока, причем зависимость эрозионного объема от параметров соударения частиц со стеной предполагалась известной и была заимствована из экспериментальных исследований. В данной работе использована расчетная модель эрозионного разрушения, предложенная в [5].

1. Двухслойное течение смеси в окрестности критической точки. Рассмотрим сжатый слой у плоского торца цилиндра в гиперзвуковом равновесном потоке монодисперсной смеси газа и твердых частиц. Вектор скорости набегающего потока параллелен оси цилиндра, так что течение является осесимметричным. Начало координат поместим в центре торца, осевую координату обозначим через  $x$ , радиальную — через  $y$  (фиг. 1). Форму ударной волны в окрестности критической точки приближенно считаем параболической

$$x_s = s - y^2/2R_c^2,$$

$R_c$ ,  $s$  — соответственно радиус кривизны и расстояние отхода ударной волны.

Инертные частицы, влетающие в сжатый слой с гиперзвуковой скоростью, лишь незначительно тормозятся и достигают поверхности цилиндра, обладая большим за-



Ф и г. 1

пасом кинетической энергии. В результате многочисленных ударов высокоскоростных частиц происходит разрушение поверхности обтекаемого тела (эрозия). В каждом акте соударения некоторый объем материала частиц и тела выбрасывается в поток и над эрозированной поверхностью образуется пылевой слой. Будем считать пылевой слой плоским и тонким. Если  $\Delta$  — толщина пылевого слоя, тогда

$$(1.1) \quad \Delta \ll s.$$

Область течения разобьем на две: область релаксации монодисперсной смеси  $D_1$  ( $\Delta \ll x \ll x_s$ ,  $y \geq 0$ ), где применима двухскоростная модель, и область течения полидисперсной смеси  $D_2$  ( $0 \leq x \leq \Delta$ ,  $y \geq 0$ ), в которой течение будем описывать в рамках трехскоростной квазиодномерной модели. На параметры потока частиц наложим ограничение

$$(1.2) \quad \rho_p \ll \rho_\infty, \rho_e,$$

где  $\rho_p$  — плотность потока частиц;  $\rho_\infty$  — плотность газа в набегающем потоке;  $\rho_e$  — плотность потока продуктов эрозии. В силу (1.2) уравнения газовой динамики можно проинтегрировать в области  $D_1$  независимо от уравнений движения частиц. На границе пылевого слоя ( $x = \Delta$ ) потребуем непрерывности всех параметров газового потока. Тогда решение динамических уравнений невязкого газа имеет в области  $D_1$  обычный для течения в окрестности критической точки вид (см., например, [6])

$$(1.3) \quad \rho = \rho_c, \quad u = -2F(x_1), \quad v = yF'(x_1), \quad F'(0) = k_c, \quad x_1 = x - \Delta(1 - \eta),$$

где  $\rho_c$  — плотность газа за прямым участком ударной волны;  $k_c$  — градиент скорости в окрестности критической точки;  $\eta$  — постоянная интегрирования, которую найдем из условия

$$\pi y^2 \rho u(\Delta) + 2\pi y \int_0^\Delta \rho v dx = 0.$$

Учитывая (1.1), (1.3), это условие можно записать в виде

$$\eta = \frac{1}{k_c y \Delta} \int_0^\Delta v dx.$$

Таким образом, величина  $\eta$  определяется средней по толщине пылевого слоя радиальной компонентой скорости газового потока.

В области  $D_2$  течение газопылевой смеси будем описывать в рамках модели Клигеля — Никерсона [7]. Смесь считаем равновесной по температуре, а динамику всех эрозионных осколков характеризуем одним параметром релаксации  $\tau$ . Влиянием частиц на параметры потока продуктов эрозии в объеме течения можно пренебречь в силу (1.2). Осредненные по толщине пылевого слоя уравнения модели имеют вид (скобки осреднения опущены):

$$(1.4) \quad \frac{\rho u(\Delta)}{\Delta} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} y \rho v = 0,$$

$$\rho \frac{u(\Delta) v(\Delta)}{\Delta} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} y \rho v^2 + \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\rho_e}{\tau} (v - v_e) = 0,$$

$$\frac{\Delta}{y} \frac{\partial}{\partial y} y \rho_e v_e = J_e, \quad \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} y \rho_e v_e^2 = \frac{\rho_e}{\tau} (v - v_e),$$

где  $u(\Delta)$ ,  $v(\Delta)$  — компоненты скорости газового потока на границе пылевого слоя;  $J_e$  — поток массы продуктов эрозии с торцевой поверхности.

Уравнения (1.4) описывают перенос в радиальном направлении массы и импульса компонентов смеси. Индексом  $e$  отмечены параметры потока твердой фазы. Граничные условия для системы (1.4) формулируются при  $y = 0$  в виде

$$(1.5) \quad v = v_e = 0, \quad \partial \rho / \partial y = \partial \rho_e / \partial y = 0.$$

Поскольку газ в ударном слое считается несжимаемым, радиальный градиент давления в пылевом слое будет таким же, как на границе  $x = \Delta$ . Таким образом,

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho k_c^2 y.$$

Предположим, что  $J_e(y) = \text{const}$ , тогда решение задачи (1.4), (1.5) можно представить в виде

$$(1.6) \quad \rho = \rho_c, \quad v = \eta k_c y, \quad \rho_e = \text{const}, \quad v_e = \xi k_c y.$$

Подставляя (1.6) в (1.4), получим систему алгебраических уравнений:

$$(1.7) \quad 3\eta^2 - 2\eta + \frac{\rho_e}{\rho} \frac{2}{q} (\eta - \xi) = 1, \quad 3\xi^2 = \frac{2}{q} (\eta - \xi), \quad \rho_e = \frac{J_e}{\xi 2k_c \Delta},$$

где  $q = 2k_c \tau$ . Выражения (1.6) совместно с системой (1.7) позволяют определить осредненные параметры пылевого слоя, если  $J_e$  и  $\Delta$  известны.

Поток продуктов эрозии в силу закона сохранения массы связан с потоком частиц на эрозируемую поверхность соотношением

$$(1.8) \quad J_e = -(1 + E)(\rho_p u_p)_{x=0},$$

где  $E$  — коэффициент эрозии. Для определения толщины пылевого слоя проинтегрируем уравнения движения эрозионных осколков вдоль осевой линии

$$u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = \frac{1}{\tau} (u - u_e),$$

в котором положим  $u = -2\eta k_c x$ . В результате при  $\eta q < 1/4$  имеем

$$u_e^2 + \frac{x}{\tau} u_e + \eta q \left( \frac{x}{\tau} \right)^2 = u_e^2(0) \left| \frac{\tau u_e - z_1 x}{\tau u_e - z_2 x} \right|^\alpha,$$

где  $z_1 = -1/2 + \sqrt{1/4 - \eta q}$ ;  $z_2 = -1/2 - \sqrt{1/4 - \eta q}$ ;  $\alpha = (1 - 4\eta q)^{-1/2}$ ;  $u_e(0)$  — скорость вылета эрозионных осколков с поверхности. На внешней границе слоя ( $x = \Delta$ ) должно быть  $u_e(\Delta) = 0$ , отсюда находим

$$\Delta = \tau u_e(0) \left( \frac{1}{\eta q} \left| \frac{z_1}{z_2} \right|^\alpha \right)^{1/2}.$$

При малых значениях  $\eta q$  имеем

$$(1.9) \quad \Delta = \tau u_e(0) (1 + \eta q \ln \eta q), \quad \eta q \ll 1.$$

Анализируя это выражение, можно сделать вывод, что влияние встречного потока газа на толщину пылевого слоя является незначительным, когда параметр взаимодействия  $\eta q$  мал.

Начальная скорость эрозионных осколков определяется скоростью соударения частиц с поверхностью  $u_e(0) = -\lambda u_p(0)$ ,  $\lambda$  — коэффициент восстановления скорости при ударе. Пренебрегая в (1.9) вторым членом в скобке, малым по сравнению с единицей, окончательно получим

$$(1.10) \quad \Delta \approx -\tau \lambda u_p(0), \quad \eta q \ll 1.$$

Таким образом, параметры пылевого слоя определяются по известным условиям соударения частиц со стенкой. В свою очередь, параметры потока частиц определяются условиями движения в пылевом слое.

**2. Движение частиц в запыленном гиперзвуковом ударном слое.** Частицы, падающие в ударный слой из невозмущенного потока, последовательно проходят область чистого газа  $D_1$  и область запыленного газа  $D_2$ . При этом сила сопротивления, действующая на частицу, будет обусловлена как взаимодействием с вязким газом, так и соударениями с эрозионными осколками. В общем случае уравнения, описывающие течение монодисперсной твердой фазы в смеси, имеют вид [8]

$$(2.1) \quad \frac{\partial}{\partial x} y \rho_p u_p + \frac{\partial}{\partial y} y \rho_p v_p = 0,$$

$$\left( u_p \frac{\partial}{\partial x} + v_p \frac{\partial}{\partial y} \right) v_p = \frac{3}{8} \frac{\rho C_D}{\rho_s r_p} |v - v_p| (v - v_p) + \frac{3}{8} \frac{\rho_e C'_D}{\rho_s r_p} |v_e - v_p| (v_e - v_p),$$

где  $\rho_s$ ,  $r_p$  — соответственно плотность и радиус частицы;  $C_D$  — коэффициент сопротивления в газовом потоке;  $C'_D$  — коэффициент сопротивления в потоке продуктов эрозии. На линии ударной волны и на линии симметрии выполняются условия

$$(2.2) \quad \begin{aligned} x = x_s, \quad \rho_p = \rho_{p\infty}, \quad u_p = u_\infty, \quad v_p = 0, \\ y = 0, \quad \partial \rho_p / \partial y = 0, \quad \partial u_p / \partial y = 0, \quad v_p = 0. \end{aligned}$$

При исследовании эрозии тела в запыленном гиперзвуковом потоке задачу (2.1), (2.2) можно значительно упростить. В этом случае предположим [2], что всюду в сжатом слое выполняются условия

$$|u_p| \gg v_p, \quad |v|, \quad |v_e|.$$

Кроме того, при  $y^2 \ll R_c^2$  можно пренебречь кривизной волнового фронта. Тогда в

(2.1) положим  $|\mathbf{v} - \mathbf{v}_p| \approx |u_p|$ ,  $|v_e - v_p| \approx |u_p|$ , а в условиях (2.2) можно считать  $x_s = s$ . В результате получим систему уравнений

$$(2.3) \quad \frac{\partial}{\partial x} \rho_p u_p + \frac{\partial}{\partial y} \rho_p v_p = 0,$$

$$\left( u_p \frac{\partial}{\partial x} + v_p \frac{\partial}{\partial y} \right) u_p = \left( l_p^{-1} + \frac{3}{8} \frac{\rho_e C'_D}{\rho_s r_p} \right) |u_p| u_p, \quad \left( u_p \frac{\partial}{\partial x} + v_p \frac{\partial}{\partial y} \right) v_p =$$

$$= l_p^{-1} |u_p| (v - v_p) + \frac{3}{8} \frac{\rho_e C'_D}{\rho_s r_p} |u_p| (v_e - v_p),$$

где  $l_p = \frac{8}{3C_D} \frac{\rho_s}{\rho} r_p$ . Систему (2.3) будем решать при условиях

$$(2.4) \quad \begin{aligned} x = s, \quad \rho_p = \rho_{p\infty}, \quad u_p = u_\infty, \quad v_p = 0, \\ y = 0, \quad \partial \rho_p / \partial y = 0, \quad \partial u_p / \partial y = 0, \quad v_p = 0. \end{aligned}$$

Далее считаем условия движения частиц такими, что  $C_D = \text{const}$ ,  $C'_D = \text{const}$ . В области  $D_1$  частицы движутся по чистому газу, поэтому в (2.3) надо положить  $\rho_e = 0$ ,  $v = yF'(x_1)$ . Решение задачи (2.3), (2.4) в области  $D_1$  ищем в виде

$$\rho_p = \rho_p(x), \quad u_p = u_p(x), \quad v_p = k_p(x)y.$$

В результате имеем

$$\rho_p u_p = \rho_{p\infty} u_\infty \exp \left[ -2 \int_x^s \frac{F'(x_1)}{|u_p|} dx \right],$$

$$u_p = u_\infty \exp \left( -\frac{s-x}{l_p} \right),$$

$$u_p \frac{dk_p}{dx} + k_p^2 = \frac{|u_p|}{l_p} [F'(x_1) - k_p], \quad k_p(s) = 0.$$

Оценим степень рассеяния потока частиц в радиальном направлении. Очевидно, что  $k_p < k_c$ , откуда имеем неравенство

$$\frac{(\rho_p u_p)_{x=\Delta}}{\rho_{p\infty} u_\infty} < \exp \left[ -\frac{2k_c l_p}{|u_\infty|} \left( e^{\frac{s-\Delta}{l_p}} - 1 \right) \right] \approx e^{-\varepsilon A},$$

где  $A = \frac{l_p}{s} \left( e^{\frac{s-\Delta}{l_p}} - 1 \right)$ ;  $\varepsilon = \rho_\infty / \rho_c$ . Поскольку  $\varepsilon \ll 1$  для гиперзвуковых условий обтекания, поток частиц будет значительно рассеиваться лишь при  $A \sim \varepsilon^{-1}$ . В силу же ограничений, при которых решается задача, необходимо потребовать выполнения неравенства  $l_p > s$  и пренебречь рассеянием потока.

В области  $D_2$  задача решается аналогично. Интегрируя второе уравнение в системе (2.3), получим выражение для осевой компоненты скорости частицы на торцевой поверхности

$$u_p(0) = u_\infty \exp \left( -\frac{s}{l_p} - \Phi \right); \quad \Phi = \frac{3}{8} \frac{C'_D}{\rho_s r_p} \int_0^\Delta \rho_e dx.$$

Оценка степени рассеяния потока частиц в пылевом слое имеет вид

$$\frac{(\rho_p u_p)_{x=0}}{\rho_{p\infty} u_\infty} < \exp \left[ -\varepsilon \frac{l_p}{s} \left( e^{-s/l_p} - 1 \right) - \frac{\rho_{p\infty}}{\langle \rho_e \rangle} e^\Phi \right],$$

где  $\langle \rho_e \rangle$  — средняя плотность продуктов эрозии в пылевом слое. Учитывая условие (1.2), можно пренебречь рассеянием потока частиц, когда  $\Phi \ll 1$ . Суммируя все сказанное, запишем уравнения связи параметров потока частиц на стенке с параметрами, характеризующими пылевой слой:

$$(2.5) \quad \begin{aligned} (\rho_p u_p)_{x=0} &\sim \rho_{p\infty} u_\infty, \quad s < l_p, \quad \Phi \ll 1, \\ u_p(0) &= u_\infty \exp \left( -\frac{s}{l_p} - \Phi \right), \quad \Phi = \frac{3C'_D \langle \rho_e \rangle \Delta}{8 \rho_s r_p}. \end{aligned}$$

Параметр  $\Phi$  определяет степень экранирования поверхности слоем эрозионных осколков. Таким образом, эффект экранирования объясняется торможением частиц в плотном пылевом слое. Другой механизм, способный приводить к экранированию поверхности, — это дробление частиц при соударении с эрозионными осколками. Такого рода эффект изучался в [9]. Он наблюдается в условиях дождевой эрозии, где дробление капель действительно является важным обстоятельством.

**3. Определение коэффициента эрозии.** При высокой скорости соударения частиц с поверхностью зависимость коэффициента эрозии от скорости частиц имеет вид [5]

$$E = u_p^2 / 2H_э,$$

$H_э$  — эффективная энтальпия эрозионного разрушения. Учитывая (2.5), это выражение можно записать в виде

$$(3.1) \quad E = E_0 e^{-2\Phi}, \quad E_0 = \frac{u_\infty^2}{2H_э} e^{-2s/l_p}.$$

Далее будем считать, что в исследуемом диапазоне скоростей соударения коэффициент восстановления скорости при ударе является постоянным,  $\lambda = \text{const}$ . Тогда из (1.10), (2.5) следует

$$(3.2) \quad \Delta = \Delta_0 e^{-\Phi}, \quad \Delta_0 = \lambda \tau |u_\infty|.$$

Подставляя (3.1), (3.2) в систему (1.7), имеем

$$(3.3) \quad 3\eta^2 - 2\eta + 3\xi^2 a \Phi e^\Phi = 1, \quad \eta = \xi + (3/2)q\xi^2, \quad (1 + E_0 e^{-2\Phi})p = \xi\Phi,$$

где 
$$p = \frac{3C'_D \rho_{p\infty} |u_\infty|}{8 \rho_s r_p 2k_c}, \quad a = \frac{8 \rho_s r_p}{3C'_D \rho \Delta_0}.$$

Поскольку  $\eta q \ll 1$  и  $\xi < \eta$ ,  $\eta = \xi + O(\eta^2 q)$ . Поэтому из (3.3) следует

$$\xi = \frac{1 + \sqrt{1 + 3(1 + a\Phi e^\Phi)}}{3(1 + a\Phi e^\Phi)} + O(\eta^2 q).$$

Отсюда получаем уравнение, связывающее параметр экранирования с параметрами набегающего потока:

$$(3.4) \quad p = \frac{\Phi}{1 + E_0 e^{-2\Phi}} \frac{1 + \sqrt{1 + 3(1 + a\Phi e^\Phi)}}{3(1 + a\Phi e^\Phi)}.$$

При  $E_0 = 0$  функция  $p(\Phi)$  имеет вид горба с максимумом в точке  $\Phi = \Phi_m$ :

$$\Phi_m = 1 + \frac{2e^{-1}}{a} + O(a^{-2}), \quad a \gg 1.$$

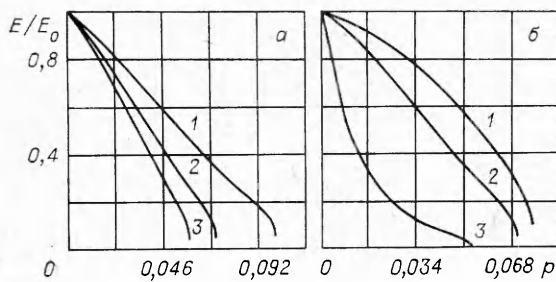
При этом  $p(0) = 0$ ,  $p(\Phi) \rightarrow 0$ , когда  $\Phi \rightarrow \infty$ . Отсюда следует, что функция  $\Phi(p)$  имеет две ветви и определена лишь в интервале  $0 \leq p \leq p^*$ ,  $p^* = p(\Phi_m)$ . Физическая ветвь решения отбирается из условия  $\Phi(0) = 0$ . Конечные значения  $E_0$  не меняют характера поведения функции  $p(\Phi)$ , но лишь изменяют положение экстремальной точки. Таким образом, указанные выше стационарные решения, описывающие течение в окрестности критической точки при наличии пылевого слоя, не существуют, если концентрация частиц в невозмущенном потоке превышает критическое значение, т. е. если  $p > p^*$ .

Комбинируя (3.1) и (3.4), находим функциональную зависимость  $E = E(p, a, E_0)$ . На фиг. 2, а приведены расчетные зависимости  $E = E(p)$  для  $a = 10; 20; 30$  (линии 1—3 соответственно) при  $E_0 = 1$ . Влияние начального значения коэффициента эрозии можно проследить на данных фиг. 2, б, где расчеты зависимостей  $E = E(p)$  выполнены при  $a = 20$ ,  $E_0 = 0,1; 1,0; 10$  (линии 1—3 соответственно). Можно отметить качественное согласие с результатами экспериментов [4], однако прямое количественное сравнение невозможно, поскольку в [4] обработка данных производилась с использованием критериальной зависимости  $E = E(\rho_{p\infty} u_{p\infty}, \rho_c, r_p)$ . Каждая из кривых на фиг. 2, а, б определена вплоть до критического значения  $p = p^*(a, E_0)$ . Анализируя эти данные, можно сделать вывод, что эффект экранирования усиливается с ростом  $p$ ,  $a$ ,  $E_0$ .

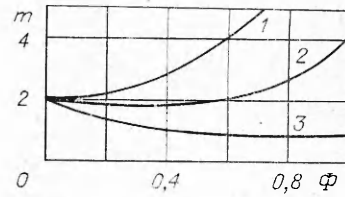
Параметры  $E$  и  $E_0$  различным образом зависят от скорости набегающего потока. Учитывая, что отношение  $s/l_p$  слабо зависит от  $u_\infty$  (гиперзвуковая стабилизация), в общем случае положим  $E_0 \sim u_\infty^n$  и оценим показатель степени в законе  $E \sim u_\infty^m$ . Из уравнения (3.1) находим

$$m = n(1 - \partial\Phi/\partial \ln u_\infty).$$

Типичные кривые зависимостей  $m = m(\Phi)$  представлены на фиг. 3. Расчеты выполнены при  $n = 2$ ,  $a = 20$  и  $E_0 = 0,1; 1,0; 10$  (линии 1—3 соответственно). Анализируя



Ф и г. 2



Ф и г. 3

эти данные, отметим следующее: 1) при исследовании эрозионнстойких материалов эксперименты с запыленными потоками дают завышенное значение показателя степени в законе  $E \sim u_\infty^m$ ; 2) при исследовании материалов с низкой эрозионной стойкостью ( $E_0 \geq 1$ ) аналогичный показатель будет ниже стандартного значения при низкой запыленности потока ( $p \ll p^*$ ) и выше стандартного значения при высокой запыленности ( $p \sim p^*$ ). За стандартное значение берется показатель степени в законе  $E_0 \sim u_\infty^n$ , определенный в опытах по соударению одиночных частиц.

Определим влияние запыленности потока на силы, действующие на обтекаемое тело со стороны потока частиц. С учетом потока импульса эрозионных осколков, покидающих поверхность, имеем

$$F \sim (\rho_p u_p^2) [1 + \lambda (1 + E)],$$

$F$  — действующая сила. Используя полученные результаты, найдем

$$F/F_0 = p [1 + \lambda (1 + E_0 e^{-2\Phi})] e^{-\Phi},$$

где  $F_0 = \frac{C_D}{C_D'} \frac{l_p}{s} e^{-s/l_p} \rho_\infty u_\infty^2$ .

В условиях эрозии удар является почти неупругим ( $\lambda \ll 1$ ), поэтому при  $E_0 \leq 1$  имеем

$$(3.5) \quad F/F_0 = p \exp(-\Phi(p)).$$

Таким образом, действующие силы могут иметь более низкое значение, чем при неупругом ударе.

Для критериев  $p$ ,  $a$  имеем, согласно их определениям, следующие эквивалентные выражения:

$$p = \frac{C_D'}{C_D} \frac{\rho_{p\infty}}{\rho_\infty} \frac{s}{l_p}, \quad a = \frac{C_D}{C_D'} \frac{l_p}{\Delta_0}.$$

Оценка для критического значения  $p$  имеет вид

$$p^* \approx (3ae)^{-1/2} / (1 + E_0 e^{-2}).$$

Из условия (1.1) следует неравенство  $a \gg 1$ , отсюда  $p^* \ll 1$ . Поэтому при обтекании тупого тела запыленным гиперзвуковым потоком пылевой слой, образующийся в головной части тела, может значительно повлиять на параметры процесса эрозии даже при низкой запыленности набегающего потока.

Наконец, заметим, что константа, характеризующая сопротивление материала эрозионному разрушению, т. е.  $H_0$ , в действительности зависит от температуры эрозируемой поверхности  $T_w$ . В процессе разрушения некоторая доля кинетической энергии частиц расходуется на разогрев поверхности, поэтому  $T_w = T_w(\varepsilon_p)$ , где  $\varepsilon_p$  — поток кинетической энергии частиц. Отсюда возникает функциональная зависимость  $H_0 = H_0(\varepsilon_p)$ , которую необходимо учитывать в расчетах. Однако, согласно результатам [10], зависимость коэффициента эрозии от температуры проявляется лишь вблизи некоторой, специфической для данного материала температуры, близкой к температуре плавления  $T_{пл}$ . Если же температура поверхности значительно ниже температуры плавления, то можно считать  $H_0(T_w) \approx \text{const}$ .

Таким образом, выводы, следующие из анализа уравнения (3.4), скорее всего отвечают линейной стадии эрозии тугоплавких материалов, таких как графит, вольфрам и т. п. Дополнительное ограничение можно записать в виде неравенства  $dH_0/dT_w \ll H_0/T_w$ , определяющего область параметров, где энтальпия эрозионного разрушения действительно является постоянной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Laderman A. J., Lewis C. H., Byron S. R. Two-phase plume impingement effects.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 10.
2. Probstein R. F., Fassio H. Dusty hypersonic flows.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 4.
3. Васильков А. П. Окрестность критической точки затупленного тела в гиперзвуковом двухфазном потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5.
4. Latone J. A. Erosion prediction near a stagnation point resulting from aerodynamically entrained solid particles.— J. Aircraft, 1979, vol. 16, N 12.
5. Полежаев Ю. В., Романченков В. П. и др. Расчетная модель процесса эрозионного разрушения композиционного материала.— ИФЖ, 1979, т. 37, № 3.
6. Краснов И. Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964.
7. Клингел Дж., Никерсон Г. Течение смеси газа и твердых частиц в осесимметричном сопле.— В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: Мир, 1966.
8. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
9. Reinecke W. G. Debris shielding during high-speed erosion.— AIAA J., 1974, vol. 12, N 11.
10. Wakeman T., Tabakoff W. Erosion behavior in a simulated jet engine environment.— J. Aircraft, 1979, vol. 16, N 12.

Поступила 24/II 1983 г.

УДК 536.24

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ГРАФИТА В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

А. Г. ГОФМАН, А. М. ГРИШИН

(Томск)

Организация тепловой защиты гиперзвуковых аппаратов на основе разрушающихся теплозащитных материалов получила широкое распространение. Наиболее часто употребляются углеграфитовые покрытия. Явление термохимического разрушения такого покрытия в гиперзвуковом потоке является весьма сложным, так как необходимо учитывать не только сублимацию материала, но и различные гетерогенные и гомогенные неравновесные химические реакции.

Обобщающие результаты серии экспериментальных исследований физико-химических процессов взаимодействия высокоэнтальпийного воздуха с графитовой поверхностью даны в [1, 2], где представлены характеристики по важнейшим гетерогенным реакциям [1] и неравновесной сублимации графита [2].

Теоретическому исследованию вопроса взаимодействия высокоэнтальпийного воздуха с графитом посвящены работы [3—10]. Если в [3] предполагается «замороженность» химических реакций в потоке, то в [4—8] принимается гипотеза об их «равновесном» протекании. В [4, 6] исследуется влияние многокомпонентной диффузии на характеристики процесса. В [5] проводится сопоставление по определению скорости и температуры разрушения с [3] и отмечается их хорошее согласование. В [7] исследование проводится в предположении о равновесной сублимации графита с поверхности в виде атомарного углерода. Изучение перехода гетерогенного процесса окисления графита от кинетического к диффузионному режиму в зависимости от величины кинетических постоянных гетерогенной реакции рассматривается в [8]. Систематические исследования по взаимодействию графита с неравновесным потоком кислорода и воздуха проведены в [9]. Однако использованные в [9] данные по гетерогенным реакциям не отражают влияние степени диссоциации  $O_2$  на величину скорости уноса углеграфитового материала, что, согласно [1], существенно искажает ее значение. Некоторые результаты по взаимодействию высокоэнтальпийного неравновесного воздушного потока с графитовой поверхностью и их сравнение с моделью «замороженного» пограничного слоя представлены в [10], однако в данной работе, как и в [9], не учитываются компоненты  $C_2$ ,  $C_3$ , существенные в режиме сублимации графита.

Как следует из анализа, данного в [11, 12], в настоящее время нет удовлетворительного согласования теоретических и экспериментальных данных по термохимическому разрушению графита, что объясняется ограниченностью теоретических моделей разрушения углеграфитовых материалов.

В данной работе дается математическая модель термохимического разрушения графита в гиперзвуковом потоке с учетом наиболее важных неравновесных физико-химических процессов, возникающих при взаимодействии графита с диссоциированным потоком воздуха. Выявляются основные режимы взаимодействия: кинетический, диффузионный и сублимационный. Проводится сопоставление результатов расчетов по основным характеристикам процесса, полученным по предложенной модели, с результатами по более простым моделям «равновесного» и «замороженного» погранич-