

УДК 532.72
532.529

УНОС МАССЫ ПРИ СОВМЕСТНОМ ЭРОЗИОННОМ И ТЕПЛОВИМ ВОЗДЕЙСТВИИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

ВАСИН А. В., ПОЛЕЖАЕВ Ю. В.

Рассмотрено совместное воздействие высокоскоростного двухфазного (газ — твердые частицы) потока на поверхность твердого тела. Предлагаются различные модели уноса массы при одновременном тепловом (или теплехимическом) и ударном воздействии потока на материал. Проведено численное исследование нестационарного теплового состояния тела при ударном воздействии твердых частиц и установлены диапазоны определяющих параметров, в которых тепловое воздействие пренебрежимо мало по сравнению с эрозионным.

Анализ многочисленных экспериментальных и теоретических результатов [1—3] позволяет выделить следующие отличительные факторы взаимодействия с материалами двухфазных потоков по сравнению с однофазными:

1. Интенсификация теплопередачи от высокотемпературного газового потока за счет нарушения ламинарной структуры течения в пристеночном слое падающими на поверхность и выбитыми из нее частицами.
2. Ускорение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный и интенсификация теплопередачи за счет образования кратеров на обтекаемой поверхности (влияние наведенной шероховатости).
3. Эрозионное разрушение (выброс массы) при ударном и срезающем воздействии частиц.
4. Усиление эффективности механического воздействия газового потока за счет нарушения внутренних связей подповерхностных слоев при ударе частиц (образование микротрещин).

Обычно два последних фактора трудно отделимы друг от друга (особенно при экспериментальном изучении), поэтому будем относить к эрозионному разрушению как процесс выбивания частиц материала преграды, так и тот «механический отрыв» отдельных кусков или целых слоев, который связан с силовым воздействием газового потока.

Теплообмен в двухфазном пограничном слое относительно просто можно оценить в предельном случае очень мелких частиц. При этом двухфазную смесь можно рассматривать как псевдогаз с эффективными плотностью и теплоемкостью [1]. При выпадении частиц на стенку необходимо дополнительно учитывать тепловой поток энергии, переносимый самими частицами

$$q_p = K_a G_{p,w} \left[C_p (T_{p,\infty} - T_w) + \frac{V_{p,w}^2}{2} \right] \quad (1)$$

Здесь K_a — коэффициент аккомодации, который изменяется от 0 до 1 в зависимости от фазового состояния частиц и поверхности тела, угла и скорости соударения, а также других факторов.

Если частицы жидкие либо на поверхности тела образуется расплавленная пленка, то коэффициент аккомодации принимают близким единице. Более противоречивы данные по величине K_a при соударении с твер-

дыми телами твердых частиц. Существует мнение, что за счет малости времени контакта частицы не успевают передать свою тепловую и кинетическую энергию преграде. Однако это мнение опровергается экспериментальными результатами работы [3], в которой получено, что $K_a \approx 0,7$. Эксперименты проводились на аэродинамической трубе, в которой температура торможения потока равнялась температуре стенки, размер частиц составлял от 100 до 650 мкм, а их скорость варьировалась от 1000 до 1500 м/с. Следует отметить, что большую неопределенность в результаты испытаний может вносить и второй множитель в уравнении (1) — масса выпавших частиц $G_{p, w}$. Расчет осаждения частиц требует знания поля газодинамических параметров около обтекаемой преграды, а также достаточно точного задания коэффициента сопротивления частиц с учетом их формы и размера [4, 5].

В сверхзвуковом двухфазном потоке, обтекающем затупленное тело, интенсификация конвективной составляющей теплообмена может происходить за счет искажения всей газодинамической структуры течения за ударной волной, включая и сам фронт ударной волны. Вероятно, этим обстоятельством объясняются весьма значительные параметры теплопередачи, полученные в работе [3] при исследовании обтекания моделей в виде полусфер и цилиндров диаметром от 25 до 76 мм, выполненных из металлов и графита. Получено, что уже при 1%-ной концентрации частиц в потоке теплообмен в окрестности критической точки не зависел от размеров обтекаемой модели и в 2—4 раза превышал соответствующее значение в однофазном потоке. Интересно также отметить, что на графитовой или разрушающейся модели теплообмен был выше, чем на металлической (неразрушаемой). Экспериментальные данные могут быть описаны следующим соотношением:

$$q_z = St p_\infty V_\infty (I_e - I_w) + 0,35 (\rho_p V_p^3)_w \quad (2)$$

$$St = 0,1 \chi^{0,3} \sin^2 \varphi = (\alpha / C_p) z / (\rho_\infty V_\infty), \quad \chi = \{ [\rho_p V_p]_w / (\rho_\infty V_\infty) \} (1 + G^*)$$

Здесь ρ_∞ , V_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока, а ρ_p , V_p — относительная плотность и скорость частиц; безразмерная скорость уноса массы G^* определяется как отношение скорости уноса массы от ударов частиц к расходу выпавших частиц $G^* = G_{er} / G_{p, w}$.

Зависимость теплового потока от угла наклона стенки к вектору скорости потока близка к квадрату синуса этого угла. Специальные эксперименты по проверке влияния шероховатости показали, что на металлических моделях от удара частицами 100 мкм образуется шероховатость не столь значительная, чтобы ее учитывать в расчетах. Хотя в условиях обтекания моделей в работе [3] торможение частиц в ударном слое не происходило, в общем случае при расчете теплообмена необходимо брать скорость и концентрацию частиц на стенке, а не в набегающем потоке.

При совместном теплоэрозионном воздействии потока на поверхность тела унос массы складывается из двух компонент: распределенной и непрерывной скорости теплового или теплохимического разрушения и дискретных очагов выброса массы в местах падения частиц. Высокая интенсивность теплопередачи, нарушение гладкости поверхности многочисленными кратерами, вероятно, исключают образование пленки расплава и ее регулярное течение под действием сил давления и трения.

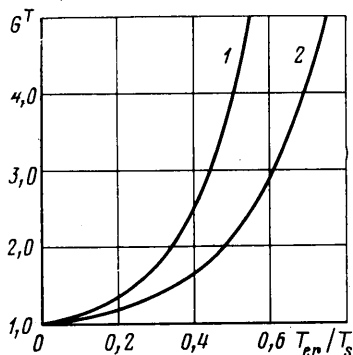
Рассмотрим два крайних случая. Пусть вначале размеры кратеров столь малы, что они не оказывают существенного влияния на тепловой режим поверхностного слоя, унос массы которого происходит в виде продуктов сублимации, термического разложения или химического взаимодействия с газообразной составляющей набегающего потока. В этом случае можно допустить, что скорость уноса массы при совместном теплоэрозионном воздействии двухфазного потока является суммой скоростей двух

независимых процессов

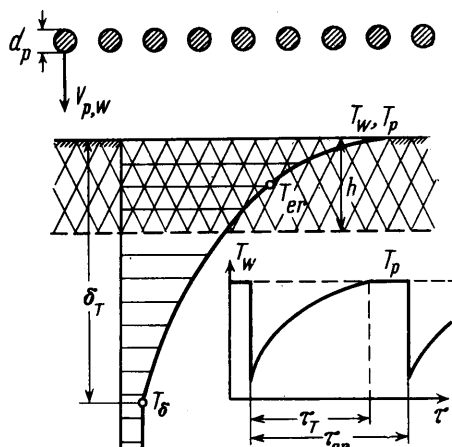
$$G_z = G_w + G_{er} = \frac{(\alpha/C_p)_z (I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4}{I_{eff}} + G_{p,w} \frac{V_{p,w}}{2H_{er}} \quad (3)$$

причем для расчета интенсивности протекания каждого из этих процессов можно воспользоваться энергетическими параметрами: эффективной энтальпией теплехимического разрушения I_{eff} [6] и эффективной энтальпией эрозионного разрушения H_{er} [7].

Для расчета суммарной скорости уноса массы по соотношению (3) необходимо знать температуру разрушаемой поверхности T_w . В том случае, когда расчет теплехимического разрушения ведется не с помощью



Фиг. 1



Фиг. 2

эффективной энтальпии I_{eff} , а используется кинетическая зависимость $G_w^o(T_w)$, температуру поверхности T_w (при квазистационарном процессе разрушения) следует определять из баланса энергии [6]

$$\left(\frac{\alpha}{C_p} \right)_z (I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4 = (G_w + G_{er}) C (T_w - T_0) + G_w [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)] \quad (4)$$

Суммарный тепловой эффект поверхностных процессов ΔQ_w определяется в рамках модели «чисто теплехимического взаимодействия» (он приравнивается теплоте сублимации, разложения или тепловому эффекту химического взаимодействия). Коэффициент вдува γ в двухфазном потоке целесообразно принять равным его значению для турбулентного пограничного слоя ($\gamma = 0,2$), поскольку частицы интенсивно перемешивают пристенный слой газа. Тем не менее вопрос об эффекте вдува в двухфазном пограничном слое еще требует дополнительного исследования.

Конкретная величина температуры разрушающейся поверхности T_w играет принципиальную роль не только при расчете тепловой доли уноса массы, но и является важным параметром эрозионного разрушения. Многочисленные экспериментальные данные [8, 9] свидетельствуют о том, что при повышении температуры внутренних слоев материала до величин, близких температуре плавления или размягчения, интенсивность эрозионного разрушения резко возрастает. На фиг. 1 приведены зависимости относительной скорости разрушения $G^T = G_{er} / G_{er}(T_0)$ титанового (кривая 1) и хромоникелевого (кривая 2) сплавов от безразмерной температуры (T_{er} / T_s) , где T_s — температура плавления металла. Отсюда следует, что эффективная энтальпия эрозионного разрушения H_{er} является функцией температуры T_{er} .

Однако остается открытым вопрос о том, как выбирать величину тем-

пературы T_{er} , если кратер от удара частицы может быть соизмерим с глубиной прогретого слоя h (фиг. 2) или, другими словами, эрозионное разрушение захватывает слой с температурой от начального значения T_0 до максимального T_w . Известно, что с ростом скорости уноса глубина прогретого слоя δ_T убывает как $\delta_T \approx a/v_\infty$ (здесь a — коэффициент температуропроводности материала, v_∞ — линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности). Размеры кратера, в частности его глубина h , зависят от размера падающей частицы d_p и ее скорости $V_{p,w}$

$$h/d_p \approx 0,1 V_{p,w}^n$$

Здесь показатель степени n меняется в диапазоне от 0,7 до 1,5 для различных материалов частицы и преграды, а $V_{p,w}$ измеряется в км/с [10].

Нетрудно показать, что по мере роста скорости двухфазного потока или размера частиц всегда наступает такое состояние, когда температура дна кратера окажется существенно ниже температуры теплехимического разрушения. Если частота ударов достаточно высока, то наружная поверхность материала может вообще не успевать нагреваться до уровня температуры разрушения, а следовательно, тепловое разрушение будет отсутствовать в двухфазном потоке, несмотря на высокое значение коэффициента теплообмена.

С целью оценки диапазона параметров, определяющих такой ход процесса разрушения, рассмотрим теперь другую модель совместного воздействия. В основе ее лежит система уравнений, описывающих нестационарный прогрев и разрушение теплозащитного материала [6]

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\partial T}{\partial \tau} - \rho C v \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right), \\ T(y=0) &= T_w < T_p, \quad \left(\frac{\alpha}{C_p} \right)_s (I_e - I_w) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon \sigma T_w \\ G_w &= \left[\left(\frac{\alpha}{C_p} \right)_s (I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4 + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right] \left(I_{eff} - \int_{T_0}^{T_p} C dT \right)^{-1}, \quad T_w = T_p, \quad (5) \\ y \rightarrow \infty, \quad T &= T_0 \end{aligned}$$

Начальный профиль температуры задан в виде экспоненты от координаты, соответствующей квазистационарному разрушению со скоростью $v = G_w/\rho_0$.

Абстрагируясь от различных неоднородных и нестационарных эффектов ударного воздействия частиц, примем следующую схему. Все частицы сгруппированы в некие эшелоны, последовательно подходящие по нормали к поверхности тела. В процессе соударения с преградой они мгновенно уносят слой материала глубиной h . Интервал времени между последовательными ударами обозначим τ_{er} . Очевидно, что h и τ_{er} связаны со скоростью эрозионного разрушения G_{er} , размером частиц d_p , их объемной плотностью в потоке $\rho_{p,w}$ и скоростью удара $V_{p,w}$

$$\begin{aligned} \rho_0 h &= G_{er} \tau_{er} \\ \tau_{er} &= \frac{\rho_p \pi d_p^{3/4}}{6 \rho_{p,w} V_{p,w} \pi d_p^2} = \frac{2 \rho_p d_p^2}{3 \rho_{p,w} V_{p,w}} \\ G_{er} &= G_{p,w} V_{p,w}^2 / (2 H_{er}), \quad G_{p,w} = \rho_{p,w} V_{p,w} \quad (6) \end{aligned}$$

Таким образом, при заданных значениях d_p , $\rho_{p,w}$, H_{er} и $V_{p,w}$ все параметры эрозионного разрушения могут быть определены из системы уравнений (6).

Введение параметров h и τ_{er} представляется более удобным, чем G_{er} ,

поскольку процесс нестационарного прогрева и разрушения теплозащитного материала также полностью характеризуется двумя масштабными параметрами: τ_T — временем достижения на поверхности тела температуры разрушения T_p и δ_T — глубиной прогретого слоя при квазистационарном разрушении.

При постоянном тепловом потоке $q_w = q_1 = \text{const}$ или при постоянном коэффициенте теплоотдачи $(\alpha/C_p)_z = \text{const}$ время τ_T связано с теплофизическими параметрами материала (λ , ρ_0 , C , $a = \lambda/(\rho_0 C)$) простыми аналитическими соотношениями типа [6]

$$\tau_T = \frac{\pi}{4} \frac{\lambda \rho_0 C}{q_1^2} (T_p - T_0)^2$$

Квазистационарная глубина прогретого слоя тем меньше, чем выше скорость уноса массы G_w

$$\delta_T = \frac{a}{v_\infty} \ln \left(\frac{T_p - T_0}{T_\delta - T_0} \right) = \frac{\lambda}{C G_w} \ln \left(\frac{T_p - T_0}{T_\delta - T_0} \right)$$

Здесь T_δ обозначена нижняя температурная граница прогретого слоя (фиг. 2).

Поскольку интенсивность уноса массы G_w прямо пропорциональна величине конвективного теплового потока, можно считать глубину прогретого слоя δ_T масштабом теплового воздействия. С другой стороны, время достижения температуры разрушения τ_T помимо теплового потока зависит также от теплофизических свойств материала стенки и ее способности противостоять нагреву (пропорциональной температуре разрушения T_p). Поэтому величина τ_T — это масштаб, характеризующий тепловую стойкость материала.

Можно предположить, что соотношение временных (τ_T/τ_{er}) и пространственных (h/δ_T) масштабов явится удобной и наглядной формой представления результатов при совместном теплорозионном воздействии двухфазного потока на материал преграды или обтекаемого тела.

Послойный снос прогретого материала приводит к мгновенному падению температуры поверхности (фиг. 2) и, как следствие, к прекращению теплового или теплохимического уноса массы. В течение некоторого времени, пропорционального τ_T , после удара частиц происходит конвективный нагрев неразрушающейся поверхности с интенсивностью $q_w = (\alpha/C_p)_z (I_e - I_w)$. Если этот период времени больше интервала τ_{er} между последовательными соударениями, то тепловое разрушение так и не начнется, а суммарный унос сведется к одному эрозионному разрушению. В противном случае тепловой унос будет иметь место, но лишь после установления температуры разрушения и до начала следующего удара. Понятно, что интенсивность такого уноса за некоторый конечный промежуток времени должна быть меньше, чем при отсутствии ударного воздействия частиц.

Система уравнений (5) — (6) решена численно на ЭВМ в широком диапазоне определяющих параметров. Результаты некоторых вариантов расчетов приведены на фиг. 3—4. На фиг. 3 показано изменение относительной температуры поверхности T_w/T_p после сноса прогретого слоя h углеродистого пластика частицами (кривым 1, 2 и 3 соответствуют значения $h/\delta_T = 0,035$; 0,106 и 0,177).

Падение интенсивности теплового разрушения алюминиевого сплава $G^1 = G_w/G_w(G_{er} = 0)$ при сокращении времени между последовательными ударами частиц показано на фиг. 4, где кривые 1 и 2 соответствуют величинам уноса при ударе каждой частицей $h/\delta_T = 0,07$ и 0,21.

С целью обобщения полученных данных на другие условия результаты приведены к безразмерному виду с использованием временных и

пространственных масштабов, указанных выше. При любых сочетаниях параметров задачи, соответствующих области выше кривой на фиг. 5, тепловой унос массы играет пренебрежимо малую роль при совместном теплоэрозионном воздействии потока.

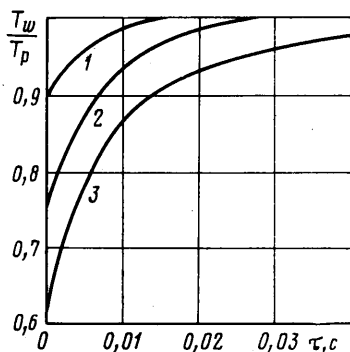
Итак, в результате анализа различных схем процесса теплоэрозионного взаимодействия двухфазного потока с материалами стенки или преграды можно выделить четыре расчетных варианта, дающих оценку с последовательно убывающей величиной суммарной скорости уноса массы:

1. Независимый учет тепловой и эрозионной составляющих уноса массы по уравнению (3) при задании коэффициента теплопередачи по уравнению (2), а зависимости $H_{er}=H_{er}(T_w)$ — в соответствии с фиг. 1.

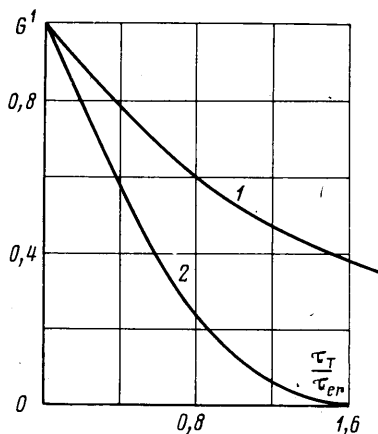
2. Независимый учет тепловой и эрозионной составляющих уноса массы по уравнению (3) без поправки на интенсификацию теплообмена в двухфазном потоке и изменение H_{er} при нагреве материала.

3. Расчет теплоэрозионного разрушения по системе уравнений (5) — (6), позволяющей учитывать нестационарный характер теплового разрушения в промежутке между двумя последовательными ударами частиц.

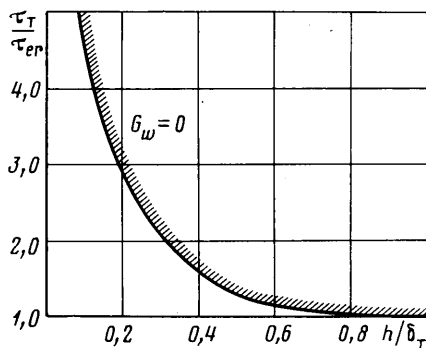
4. Полное игнорирование тепловой составляющей уноса массы на основе оценки безразмерных параметров (τ_T/τ_{er}) и (h/δ_T) и с использованием данных фиг. 5.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Можно предположить, что первая из перечисленных расчетных моделей будет лучше соответствовать действительности для умеренных скоростей и малых размеров частиц. Напротив, четвертая схема ближе к реальному характеру процесса взаимодействия при высоких скоростях, концентрациях и размерах выпадающих частиц. Однако окончательное суждение об областях их применения может быть дано лишь на основе сравнения с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
2. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1970. 423 с.

3. Данбар, Котни, Макмиллен. Возрастание тепловых нагрузок в условиях обтекания тел запыленными гиперзвуковыми потоками.— Ракетная техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 7, с. 83–89.
4. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980. 160 с.
5. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. 175 с.
6. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
7. Полежаев Ю. В., Романченко В. П., Чирков И. В., Шебеко В. Н. Расчетная модель процесса эрозионного разрушения композиционного материала.— Инж.-физ. ж., 1979, т. 37, № 3, с. 395–404.
8. Эйчельбергер Р., Кайнике Дж. Высокоскоростной удар.— В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М.: Мир, 1971, с. 204–246.
9. Уэйкмен Т., Табаков В. Экспериментальное исследование эрозии в реактивном двигателе.— Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 5, с. 183–189.
10. Веддер Дж. Ф., Мандевиль Ж.-К. Микрократеры, образованные в стекле ударниками различной плотности.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977, с. 7–32.

Москва

Поступила в редакцию
16.II.1982