

УДК 532.526.2+536.37

ГИДРОМЕХАНИКА

Э. З. АПШТЕЙН

ЭФФЕКТ ВОЗРАСТАНИЯ СКОРОСТИ АБЛЯЦИИ ОПЛАВЛЯЮЩЕГОСЯ МАТЕРИАЛА ПРИ СНИЖЕНИИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

(Представлено академиком Л. И. Седовым 6 IX 1971)

В заметке рассмотрена задача о разрушении оплавляющегося тела, омываемого горячими газами, вблизи критической точки. Установлено, что при некоторых условиях снижение теплового потока в стенку может привести не к уменьшению скорости абляции, как это обычно имеет место, а к ее увеличению. Дано физическое объяснение и приведены результаты расчетов, иллюстрирующие это явление.

Некоторые теплозащитные покрытия при высоких температурах могут плавиться или размягчаться и образовывать жидкую пленку на поверхности тела. Эта пленка растекается под действием сил давления и трения. Полный унос материала складывается из испарения и уноса в жидкой фазе.

Рассмотрим разрушение аморфного материала на примере кварцевого стекла. Такой материал не имеет фиксированной точки плавления, а размягчается при повышении температуры. Вязкость его μ зависит от температуры T следующим образом:

$$\mu = \mu^* \exp(T^*/T), \quad \mu^*, T^* = \text{const.} \quad (1)$$

Задача о разрушении сводится к совместному решению уравнений движения жидкой пленки и газового пограничного слоя. Ограничимся в дальнейшем случаем интенсивного вдува. Тогда можно будет воспользоваться асимптотическим решением газового пограничного слоя ⁽¹⁾, которое дает в первом приближении для конвективного потока на стенку q_w , диффузионных потоков компонент газа I_x и трения на поверхности τ_w следующие значения:

$$q_w = 0, \quad I_x = 0, \quad \tau_w = -\mu_x(dp/dx) / (\rho_w(v_w - \dot{s})). \quad (2)$$

Здесь μ_x — вязкость смеси газов около стенки, ρ_x — плотность, v_w — скорость газа, $\dot{s}$ — скорость фронта разрушения материала, dp/dx — градиент давления. Коэффициент вязкости μ_x будем вычислять по приближенным формулам кинетической теории газов ⁽²⁾.

Связь между физическими параметрами газа и материала поверхности при неравновесном испарении описывается формулой Кнудсена — Лэнгмюра ⁽³⁾

$$\rho_w v_w = f(2m / (\pi R^* T_w))^{1/2} (p^* - p), \quad (3)$$

p — парциальное давление паров материала, m — их молекулярный вес, f — коэффициент аккомодации, p^* — равновесное давление паров при данной температуре, R^* — универсальная постоянная.

После испарения может произойти диссоциация молекулы SiO_2 на SiO и O_2 . В случае равновесно протекающей реакции парциальные давления этих компонент удовлетворяют соотношению

$$p_2 p_3^{1/2} / p_1 = K(T). \quad (4)$$

В этом равенстве p_1, p_2, p_3 — парциальные давления SiO_2, SiO и O_2 соответственно, K — константа равновесия.

В силу равенства нулю диффузионных потоков I_w парциальное давление O_2 должно быть вдвое меньше давления SiO :

$$p_3 = 0,5p_2. \quad (5)$$

Суммарное давление должно быть равным давлению на внешней границе пограничного слоя p_e .

В случае замороженной реакции диссоциации соотношения (4), (5) становятся лишними.

В силу условий (2) разрушение при больших вдувах может происходить под действием одного только радиационного теплового потока, если газовый пограничный слой является оптически тонким. Учитывая, что часть радиационного потока отражается от поверхности, а часть переизлучается нагретой стенкой, запишем закон сохранения энергии на фронте разрушения

$$q_R(1-r) - \varepsilon \sigma_R T_w^4 = \lambda \partial \dot{T} / \partial y + (v_w - \dot{s}) [(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3) Q_1 + (\rho_2 + \rho_3) Q_2]. \quad (6)$$

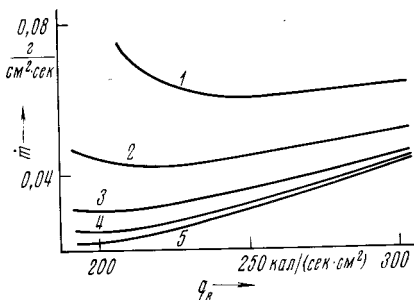


Рис. 1. Массовая скорость $\dot{m}$ разрушения оплавливающегося материала при различных радиусах R затупления тела: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 400

Здесь q_R — поток лучистой энергии от внешнего течения, r — коэффициент отражения поверхности, ε — степень черноты, σ_R — постоянная Стефана — Больцмана, ρ_1, ρ_2, ρ_3 — плотности паров $\text{SiO}_2, \text{SiO}, \text{O}_2$ соответственно, Q_1 — теплота испарения, Q_2 — теплота диссоциации, λ — коэффициент теплопроводности жидкой пленки, T — ее температура.

Кроме закона сохранения энергии, на поверхности тела должны выполняться законы сохранения массы, импульса и химических элементов, которые здесь для краткости не приводятся. В глубине покрытия задается температура T_T и условие отсутствия касательной составляющей скорости.

Стационарные уравнения движения жидкой пленки в окрестности критической точки имеют вид (4)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (x^{n-1}u) + \frac{\partial}{\partial y} (x^{n-1}v) &= 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho c \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь x, y — координаты вдоль поверхности тела и по нормали к ней, u, v — компоненты вектора скорости, λ — эффективный коэффициент теплопроводности.

Так как кварцевое стекло — прозрачный материал, то будем считать, что перенос тепла в теле осуществляется как молекулярной, так и лучистой теплопроводностью. Для этого случая в (5) получено приближенное аналитическое решение системы (7) в виде конечного выражения, связывающего определяющие параметры задачи. Это выражение совместно со всеми граничными условиями дает трансцендентную систему уравнений, решая которую можно найти скорость разрушения оплавливающегося материала.

На рис. 1 приводятся результаты расчетов для материала с теплофизическими параметрами, как у кварцевого стекла, давлением торможения набегающего воздуха $p_e = 0,2217$ кг/см², температурой в глубине покрытия $T_T = 344^\circ$ К, средним свободным пробегом излучения в пленке 0,05 см, степенью черноты $\varepsilon = 0,8$. Из графиков видно, что с уменьшением теплового потока q_n скорость разрушения сначала падает, а затем увеличивается. Причем это увеличение четко наблюдается для небольших радиусов затупления тела и лишь слегка намечено или совсем отсутствует при больших R .

Физически эффект возрастания скорости абляции при уменьшении теплового потока объясняется следующим образом. Полная скорость разрушения складывается из испарения и уноса в жидкой пленке. Скорость течения в жидкой пленке определяется профилем температуры, градиентом давления и силой трения, действующей на поверхности. При стационарном разрушении тепловой поток к стенке расходуется на подогрев материала до температуры поверхности и на испарение.

Разберем, как влияет на полный унос изменение различных параметров при снижении теплового потока. Во-первых, снижение теплового потока приводит к уменьшению вдува испаряющихся газов. При этом трение на поверхности тела увеличивается, что должно привести к увеличению уноса в жидкой фазе. Температура поверхности может либо остаться прежней, если испарение близко к равновесному, либо снизиться, если степень неравновесности достаточно велика.

Профиль температуры в жидкой пленке сильно зависит от температуры поверхности и полного уноса и очень слабо от того, как полный унос распределяется между испарением и растеканием⁽³⁾. Увеличение полного уноса при фиксированной температуре поверхности вызывает более резкое падение температуры в теле и уменьшение уноса в жидкой фазе. Снижение полного уноса приводит к противоположному результату.

Таким образом, в интересующем нас случае возможное уменьшение температуры поверхности, как и увеличение скорости абляции, влияет на унос в жидкой фазе в сторону уменьшения.

Увеличение трения на поверхности при снижении теплового потока является единственным механизмом, повышающим скорость растекания. В некоторых случаях влияние трения оказывается настолько сильным, что приводит к увеличению не только растекания, но и полного уноса, несмотря на уменьшение скорости испарения.

Поскольку трение на поверхности, в соответствии с (2), зависит от градиента давления и, следовательно, от радиуса затупления тела, то при малых радиусах рассматриваемый эффект проявляется ярче, чем при больших.

Научно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
18 XII 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Э. А. Гершбейн, Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах, МЖГ, 1970, № 1. ² Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд, Молекулярная теория газов и жидкостей, М., 1961. ³ Р. Я. Кучеров, Л. Э. Рикенглаз, ЖЭТФ, 57, в. 1 (7) (1959). ⁴ Г. А. Тирский, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 6 (1961). ⁵ Э. З. Апштейн, Инж. физ. журн., 17, № 1 (1969).