

УДК 536.2.083

Г. А. Фролов

Институт проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

**Энергоемкость основных процессов поглощения
тепла при аэродинамическом нагреве
теплозащитных покрытий ракетно-космической
техники. I. Предельная энергоемкость
внутренних процессов поглощения тепла
при тепловом разрушении материала**

Надійшла до редакції 25.06.02

Узагальнено результати досліджень теплозахисних покриттів (ТЗП) різних класів. Встановлено закономірність автотельного режиму прогрівання під час виносу маси з поверхні ТЗП; константа теплового руйнування матеріалів; параметр нестационарного винесення маси, що дозволяє розраховувати нестационарне винесення без визначення теплопровідності матеріалу при високих температурах. Розрахунково-експериментальні дослідження показали, що гранична енергоемність внутрішніх процесів поглинання тепла досягається в момент рівності товщин прогрітого і віднесеного прошарків матеріалу.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о предельном количестве тепла, которое может поглотить твердое тело при взаимодействии с высокотемпературной средой, особенно важен при разработке теплозащитных покрытий (ТЗП). При этом представляет интерес установить, при каких соотношениях теплофизических и физико-химических характеристик материала и в каких условиях можно ожидать максимального рассеивания тепла, подводимого к его поверхности при аэродинамическом нагреве.

Поглощение тепла теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных систем (медь и графит) можно применять только при воздействии небольших тепловых потоков в течение непродолжительного времени. Предельное зна-

чение этого способа поглощения тепла ограничено температурой плавления материала. В последние годы в связи с исследованием и освоением космического пространства с помощью многоразовых космических систем возросла роль теплового излучения как основного процесса отвода тепла, который получил название «радиационное охлаждение». Особенно велика роль радиационного охлаждения при эксплуатации космических систем многократного использования. Нормальный температурный режим многих теплонапряженных элементов этих систем, подвергающихся высокотемпературному воздействию продуктов сгорания топлива ракетных двигателей или аэродинамическому нагреву, был обеспечен только благодаря эффективному использованию радиационного охлаждения. Тепловой поток, отводимый от поверхности излучением ($\epsilon\sigma T_w^4$),

кроме температуры поверхности T_w определяется интегральной степенью черноты ϵ , которая, в свою очередь, зависит от свойства материала, структуры и температуры поверхности, направления, в котором распространяется излучение, и пр. В отличие от интегральной, спектральная степень черноты сравнительно слабо зависит от температуры излучающей поверхности, но сильно изменяется с длиной волны. На этом принципе основана защита от радиационных потоков. Так, для защиты многоразового космического корабля «Буран» от солнечного излучения и аэродинамического нагрева применялись в основном два типа покрытий, нанесенных на высокопористый волокнистый материал. Белое покрытие верхней части аппарата, обладая низкой степенью черноты в видимом диапазоне спектра и большой — в ИК-области, применяется для защиты от радиационных потоков излучения Солнца, а черное, с высокой интегральной излучательной способностью около 0.8, достаточно эффективно излучает тепло, полученное за счет аэродинамического нагрева нижней части космического аппарата [1, 3]. Так как излучательная способность материала не может превышать 1, а температура поверхности, как правило, не должна быть больше температуры разрушения покрытия, то в этом случае накладывается сильное ограничение на плотность подводимых тепловых потоков.

Тепловые потоки, которые воздействуют на спускаемые аппараты, например, входящие в атмосферы планет со второй космической скоростью и выше, на порядки превышают возможности таких способов поглощения тепла, как аккумулятивное и радиационное охлаждение (см. таблицу [4]). Здесь возможно применение только либо пористого охлаждения, либо охлаждение поверхности с помощью жертвенного слоя (аблирующая тепловая защита).

Применение жертвенного слоя часто оказывается значительно надежнее и эффективнее в весовом

отношении, чем, например, пористого охлаждения. Высокая степень надежности, саморегулирование расхода потребной массы охладителя в зависимости от интенсивности теплообмена, отсутствие вспомогательных систем — все это приводит к тому, что разрушающиеся теплозащитные покрытия не имеют конкуренции особенно при высоких тепловых нагрузках. В настоящее время существующие ТЗП решают задачу тепловой защиты ракетно-космических аппаратов различных типов, в том числе и спускаемых аппаратов, входящих в атмосферы планет со второй космической скоростью и выше. Однако возможности создания теплозащитного материала (ТЗМ), способного при минимальной потере массы противостоять большому тепловым нагрузкам, еще далеко не исчерпаны.

НЕКОТОРЫЕ УСТАНОВКИ ИПМ НАН УКРАИНЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НАГРЕВА ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ

Как видно из таблицы, при входе в атмосферу планет Солнечной системы на спускаемый аппарат воздействуют не только конвективные, но и большие значения лучистых тепловых потоков. Это приводит к тому, что наиболее энергоемкий процесс поглощения тепла за счет вдува продуктов разрушения в пограничный слой, оказывается мало эффективным. Для моделирования таких условий нагрева в ИПМ НАН Украины были разработаны установки, позволяющие моделировать не только конвективный нагрев ТЗП, но и совместное воздействие радиационно-конвективного нагрева. Большой объем экспериментальных исследований был выполнен на стенде ЖРД-2М, работающем на топливе керосин-кислород [12]. Для моделирования лучистой составляющей теплового потока была разработана установка РПУ-1, которая представляет собой комбинацию электродугового подогревателя

Условия входа в атмосферу автоматических спускаемых аппаратов (СА), предназначенных для исследований планет Солнечной системы

Назначение СА	Скорость входа, км/с	$q_k, \text{ МВт/м}^2$	$q_{л}, \text{ МВт/м}^2$	$P_e \cdot 10^{-5}, \text{ Па}$	$I_e, \text{ МДж/кг}$	Время воздействия нагрева, с	Состав атмосферы
Вход в атмосферу Земли СА, возвращающихся с поверхности Луны, Марса и после их облета	11—13	2.5—25	2—30	1—30	14.5—19	5—25	воздух
Вход в атмосферу Марса	5.5—6.5	0.8	0.2	0.1—0.8	4.5	60—300	CO ₂
Вход в атмосферу Венеры	10.7—11.3	10—25	10—30	5—30	16	5—20	CO ₂
Вход в атмосферу Юпитера	47—50	20—50	50—200	10—20	260	40—100	87 % H ₂ + 13 % He

газа и зеркальных концентраторов с шестью ксеноновыми лампами мощностью 10 кВт каждая [14, 15]. Лучистая составляющая теплового потока на установке ПД-4М, созданной на основе плазменного генератора, разработанного в Институте тепло- и массообмена АН Белоруссии, достигает 10 000 кВт/м².

Экспериментальные исследования образцов ТЗМ проводились на стенде ВПС-1000Л/В [23, 24], а также на стенде ВПС-1000К, который дает возможность моделировать воздействие двухфазного газового потока.

Таким образом, с учетом комплекса установок лучистого нагрева с зеркальными концентраторами диаметром от 1 до 5 м, экспериментальная база ИПМ НАН Украины дает возможность проводить исследования как внешней, так внутренней тепловой защиты изделий ракетно-космической техники, в том числе теплозащитных покрытий многообразных космических аппаратов.

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ПРОГРЕВА ПРИ УНОСЕ МАССЫ С ПОВЕРХНОСТИ ТЗМ. КОНСТАНТА ТЕПЛООВОГО РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛА

Для расчета теплового потока, идущего на прогрев внутренних слоев материала, обычно используют нестационарное уравнение теплопроводности в виде

$$(\rho c)_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial \tau} + (\rho c)_{\Sigma} V_{\infty} \frac{\partial T}{\partial y} + c_{\Sigma} G_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial y} + \Delta Q^* = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями:
при $\tau = 0$

$$T(y) = T_0 = \text{const}, V_{\infty} = 0;$$

при $\tau > 0$ и $y = 0$

$$q_0 + q_{\text{л}} = \varepsilon \sigma T_w^4 + \Gamma G_{\Sigma} \Delta Q_w + q_{\text{вд}} - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w; \quad (2)$$

при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$

$$T \rightarrow T_0;$$

при $\tau \rightarrow \infty$

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \rho \bar{V}_{\infty} c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_{\infty} H(T_w). \quad (3)$$

Здесь ρ , c и λ — плотность, теплоемкость и

теплопроводность материала, c_{Σ} и G_{Σ} — теплоемкость и скорость выхода газообразных продуктов разложения связующего, τ — время нагрева, T_0 — температура непрогретого материала, V_{∞} и \bar{V}_{∞} — линейная скорость уноса массы и ее квазистационарное значение, q_0 — конвективный тепловой поток к поверхности с температурой T_w , $q_{\text{л}}$ — лучистый тепловой поток, ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана — Больцмана, Γ — коэффициент газификации, G_{Σ} — скорость уноса массы, ΔQ_w — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности, $q_{\text{вд}}$ — тепловой эффект вдува, $H(T_w)$ — теплосодержание материала при температуре T_w .

В общем случае уравнение (1) должно учитывать перенос тепла со скоростью, равной скорости разрушения поверхности $V_{\infty}(\partial T / \partial y)$, поглощение тепла фильтрующимися газообразными продуктами разложения связующего $G_{\Sigma}(\partial T / \partial y)$, а также объемный сток тепла, обусловленный тепловым эффектом физико-химических превращений ΔQ^* . (Индекс Σ означает, что теплофизические свойства в данном случае соответствуют совокупной системе: пористая среда плюс газообразные продукты физико-химических превращений).

Граничным условием при расчете прогрева материала по уравнению (1) является уравнение баланса тепла (2), которое включает следующие факторы поглощения и рассеивания конвективного q_0 и лучистого $q_{\text{л}}$ тепловых потоков, подводимых извне к поверхности материала: отвод тепла на прогрев внутренних слоев, излучение с поверхности $\varepsilon \sigma T_w^4$, тепловой эффект поверхностных превращений ΔQ_w и эффект вдува $q_{\text{вд}}$, который возрастает при увеличении скорости разрушения и энтальпии заторможенного потока и считается самым энергоемким процессом [10]. Каждый из этих факторов в большей или в меньшей степени зависит как от свойств материала, так и параметров набегающего газового потока и может изменяться практически от нуля до своего максимального значения.

Задачами нестационарного прогрева композиционных теплозащитных материалов занималось большое число отечественных и зарубежных ученых. Однако все попытки найти теплофизические характеристики, которые являются характеристиками вещества и не зависят от предыстории нагрева, приводили только к усложнению математических моделей и требовали десятки новых констант,

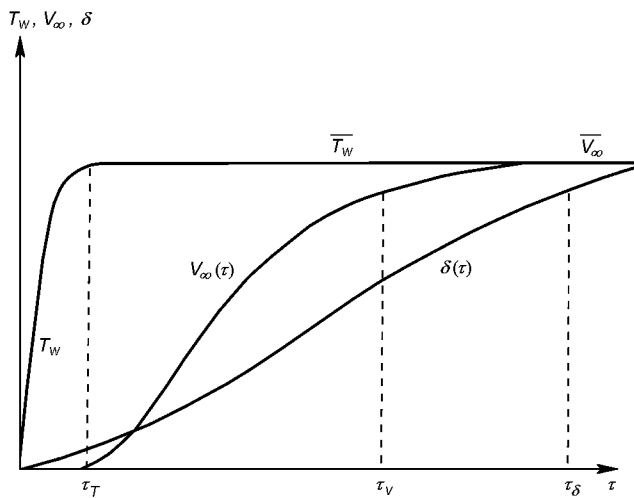


Рис. 1. Характер установления стационарных значений температуры поверхности T_w , скорости уноса V_∞ , и глубины прогрева δ_T [10]

определение которых само представляло сложную проблему и давало дополнительные погрешности.

Для экспериментального определения характеристик теплозащитного материала (эффективной энтальпии, теплофизических свойств, скорости уноса и др.), а также для изучения динамики протекания нестационарных процессов необходимо определить длительность нестационарного периода. Даже при постоянном тепловом воздействии это делается достаточно условно. В принципе все методы расчета нестационарных тепловых процессов основаны на решении уравнения теплопроводности и не требуют специального выделения нестационарного периода разрушения, так как температура поверхности, скорость уноса и толщина прогреваемого слоя приближаются к своим стационарным значениям асимптотически [10] (рис. 1). В то же время это очень затрудняет выбор расчетных формул для оценки длительности нестационарного периода, так как необходимо задавать степень приближения к асимптоте $\Delta\epsilon$. Например, точность определения времени установления квазистационарной скорости уноса массы τ_v задается значением $\Delta\epsilon > 0$, при котором будет выполняться соотношение $|\bar{V}_\infty - V_\infty(\tau)|/\bar{V}_\infty < \Delta\epsilon$. В работе [10] указывается, что зависимость τ_v от $\Delta\epsilon$ достаточно сильная (увеличение степени приближения к асимптоте с 0.1 до 0.05 требует увеличения времени нагрева τ_v почти вдвое). Аналогичный подход применяется и при

определении времен установления квазистационарных значений температуры поверхности τ_T и толщины прогреваемого слоя τ_δ .

В классической теории теплопроводности широко используется понятие автомодельного режима прогрева, когда единственной переменной, определяющей процесс распространения тепла, является число Фурье [2]. При $T_w = \text{const}$

$$\theta^* = \frac{T^* - T_0}{T_w - T_0} = \text{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad y = K\sqrt{a\tau}. \quad (4)$$

Считается, что для установления этого режима необходимо, чтобы температура внешней нагреваемой поверхности сохранялась постоянной, а поверхностный унос либо отсутствовал совсем, либо его скорость была обратно пропорциональна корню квадратному из времени нагрева. Однако измерения расстояния от исходной поверхности образца до изотермы коксования после испытаний образцов при различных временах нагрева [19], а также обработка рентгенограмм, полученных с помощью импульсного рентгенографического метода в [21], показали, что путь, пройденный этой изотермой, увеличивается прямо пропорционально корню квадратному из времени нагрева. Этот вывод был подтвержден в процессе исследований образцов легированной кварцевой стеклокерамики (КСК), в которой контролировалось перемещение изотермы 1800 К, соответствующей изменению окраски исходного материала [16], а также проводились термометрические измерения [18].

Таким образом, изменение суммарной толщины прогреваемого и унесенного слоев Δ^* можно рассчитать по формуле

$$\Delta^* = K\sqrt{a}(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_\xi}), \quad (5)$$

а ее скорость — по выражению

$$V_{\theta^*} = \frac{K\sqrt{a}}{2\sqrt{\tau}}. \quad (6)$$

Здесь K — температурный коэффициент, a — эффективный коэффициент температуропроводности, $\sqrt{\tau_\xi}$ — отрезок, который отсекает прямая $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ на оси абсцисс ($\tau_\xi \approx 1$ с).

В работе [6] при анализе температурных полей в асботекстолите впервые было введено понятие константы теплового разрушения материала и получено ее значение. Экспериментально было установлено, что при $\theta^* < 0.2...0.3$ удовлетворительное совпа-

дение расчета и эксперимента дает зависимость (4), а при $\theta^* > 0.2$ лучше применять выражение

$$K = -\frac{1}{K_{Tp}}\theta^* + \frac{K_{Tp}^2}{1 - K_{Tp}}, \quad (7)$$

где $K_{Tp} \approx 0.74$ и равно K при $\theta^* = 1$.

Интересно отметить, что в выражение (7) возможно одно единственное значение K_{Tp} , так как при $\theta^* = 1$ оно переходит в уравнение 3-й степени

$$2K_{Tp}^3 - K_{Tp}^2 + K_{Tp} - 1 = 0,$$

решая которое, находим численное значение $K_{Tp} \approx 0.74$.

Таким образом, в общем случае можно считать, что $\Delta^* = S(\tau) + \delta_T(\tau) \approx K\sqrt{a\tau}$, где в отличие от классического автомодельного решения $K \neq 0$ даже при $\theta^* = 1$, так как изотерма перемещается относительно исходного размера тела.

В работе [17] предложена модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве, которая позволила получить формулы для определения времени начала разрушения поверхности

$$\tau_p = \frac{K_{Tp}^6 a}{4(K_{Tp}^2 + 1)^2 \bar{V}_\infty^2}, \quad (8)$$

времени установления квазистационарной скорости уноса массы

$$\tau_v = \frac{K_{Tp}^2 a}{4\bar{V}_\infty^2} \quad (9)$$

и линейного уноса в этот момент времени

$$S(\tau_v) = \frac{K_{Tp}^2 a}{4(K_{Tp}^2 + 1)\bar{V}_\infty}. \quad (10)$$

Обработка экспериментальных данных в нестационарном периоде линейного уноса массы для материалов на основе кварцевого стекла [11, 17, 20], а также результатов численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла с учетом вязкости [10] в виде $V_\infty / \bar{V}_\infty = f\left(\frac{\tau - \tau_p}{\tau_v - \tau_p}\right)$ показала, что хотя в экспериментах и расчетах доля испарения материала изменялась от 0.1 до 0.8, все полученные результаты укладываются в сравнительно узкий коридор. При этом кривая, аппроксимирующая приведенные данные, дает значение

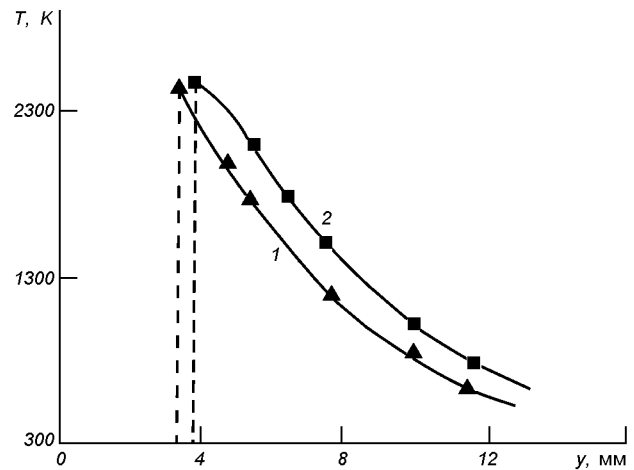


Рис. 2. Сравнение температурных профилей в чистой и легированной КСК: 1 — легированная КСК на 40-й секунде нагрева ($q_k = 8350$ кВт/м², $T_w = 2390$ К, $\bar{V}_\infty = 0.1$ мм/с), 2 — чистая КСК на 55-й секунде нагрева ($q_k = 7260$ кВт/м², $T_w = 2510$ К, $\bar{V}_\infty = 0.08$ мм/с). Точки — эксперимент, кривые — расчет по уравнению теплопроводности, штриховые прямые — положение нагреваемой поверхности

$$\int_0^1 (V_\infty / \bar{V}_\infty) dt \approx 0.74 = K_{Tp}, \quad t = \frac{\tau - \tau_p}{\tau_v - \tau_p}.$$

Кроме того, в [17] также показано, что экспериментальные данные для толщины унесенного слоя в нестационарном периоде удовлетворительно согласуются с расчетом по выражению

$$S(\tau) = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}}{\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_p}} \right]^2 S(\tau_v). \quad (11)$$

После дифференцирования и постановки в него уравнений (8)–(10) также получаем значение $K_{Tp} \approx 0.74$.

Следовательно, как закономерность перемещения поверхностных изотерм, так и закономерность изменения скорости линейного уноса массы характеризуются константой K_{Tp} . Однако, если для изотерм характерно снижение скорости перемещения от максимального значения до квазистационарной скорости уноса массы, то скорость перемещения поверхности увеличивается от 0 до \bar{V}_∞ .

На рис. 2 дано сравнение экспериментальных профилей температур для чистой и легированной кварцевой стеклокерамики, из которого видно, что в отличие от непрозрачной легированной КСК для полупрозрачного слоя чистой КСК в квазистацио-

нарном режиме прогрева наблюдается S-образный профиль температуры. Это объясняется увеличением теплопроводности в три раза при температурах выше 1800 К за счет лучистой составляющей теплопереноса. Однако в работе [10] показано, что в нестационарном режиме прогрева такой же профиль возможен и в поверхностном слое легированной КСК. При достижении квазистационарного режима прогрева он принимает экспоненциальный характер (рис. 2, кривая 1) и хорошо описывается экспоненциальной зависимостью (12), полученной в работе [10]:

$$\theta^* = \frac{\tilde{T} - T_0}{T_w - T_0} = \exp\left(-\frac{\bar{V}_\infty}{a} y\right), \quad (12)$$

где \tilde{T} — текущее значение температуры, y — координата.

Использовать уравнения (8)–(10) в расчетах затруднительно, так как практически невозможно определить коэффициент температуропроводности a при температуре разрушения поверхности. Скорость уноса материала при экспериментальных исследованиях часто находится путем измерения линейного уноса в зависимости от времени нагрева. В этом случае обработка результатов при $\tau > \tau_v$ по методу наименьших квадратов позволяет получить уравнение для линейного уноса в виде

$$S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0, \quad (13)$$

где d_0 — параметр, который задает смещение прямой линейного уноса относительно начала координат.

В работах [8, 9] проведены экспериментальные и расчетные исследования зависимости параметра d_0 от класса материала, вида нагрева, теплофизических и физико-химических характеристик материала. Например, легированная и чистая кварцевая стеклокерамика, кварцевое стекло, стеклопластик, асботекстолит и графит испытывались при радиационном, конвективном и совместном радиационно-конвективном нагреве в диапазоне тепловых потоков от 6000 до 50 000 кВт/м² и энтальпии торможения от 4000 до 40 000 кДж/кг. При расчетах в широком диапазоне варьировались значения плотности, вязкости, теплоемкости, доли испарения, градиента давления, аэродинамического трения, степени черноты, теплоты испарения и теплопроводности материала. Эти исследования показали, что параметр d_0 слабо зависит от условий нагрева и всех параметров материала, кроме его теплопроводности (рис. 3).

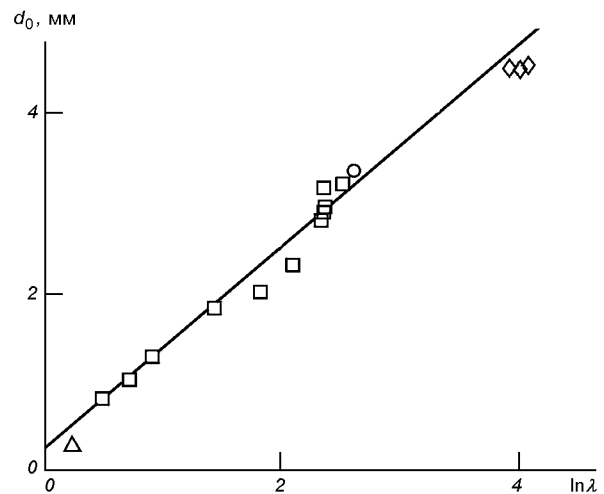


Рис. 3. Зависимость параметра нестационарного уноса d_0 от логарифма теплопроводности: квадратик — расчет по модели оплавления кварцевого стекла [10], треугольник — легированная КСК, кружок — окись алюминия, ромбик — графит, прямая — аппроксимация

Поскольку уравнение (13) справедливо с момента времени τ_v , то подстановкой в него (9) и (10) получаем выражения

$$\tau_v = \frac{K_{Tp}^2 + 1}{K_{Tp}^2} \frac{d_0}{\bar{V}_\infty}, \quad (14)$$

$$S(\tau_v) = d_0 / K_{Tp}^2. \quad (15)$$

В период времени от τ_p до τ_T вследствие накопления тепла в поверхностном слое материала температура поверхности увеличивается от T_p до установившегося значения \bar{T}_w . Так как выражение (7) справедливо только при $T_w = \text{const}$, то можно предположить, что температурный коэффициент для $\theta^* = 1$ равен K_{Tp} с момента времени τ_T . Представляет интерес установить закон изменения T_w и его связь с константой K_{Tp} . В работе [13] проведена обработка экспериментальных зависимостей температуры поверхности в виде

$$\frac{T_w - T_p}{T_w - T_p} = \theta_{T_w} = f(t),$$

$$t = \frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}}{\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p}}.$$

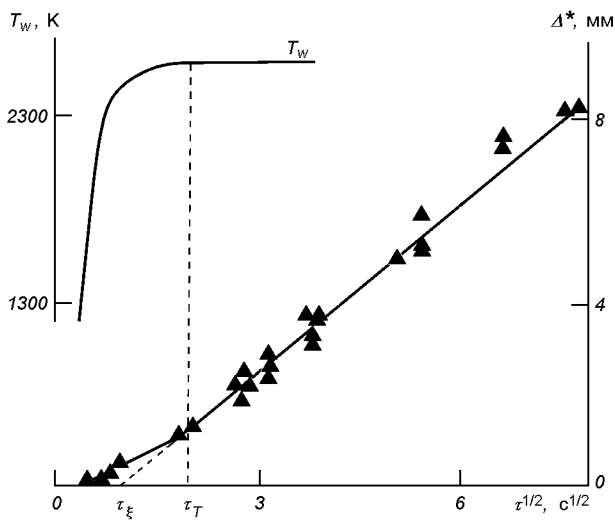


Рис. 4. Изменение угла наклона зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ для изотермы $T^* = 1800$ К легированной КСК в момент завершения накопления тепла в поверхностном слое (установление квазистационарного значения температуры поверхности): точки — экспериментальные данные по перемещению изотермы $T^* = 1800$ К

Эти результаты описываются полиномом пятой степени

$$\theta_{T_w} = 1.480t^5 - 5.061t^4 + 7.377t^3 - 6.379t^2 + 3.581t + 9.690 \cdot 10^{-3},$$

интегрирование которого дает значение

$$\int_0^1 \theta_{T_w} dt = 0.742 \approx K_{T_p}.$$

Отсюда следует, что закон изменения температуры поверхности в период времени от τ_p до τ_T также определяется константой K_{T_p} . Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в процессе теплового разрушения материала, как и при эрозионном уносе массы [7], есть достаточно четкая граница между нестационарным и установившимся режимами. Из работы [5] следует, что при эрозионном разрушении пороговое значение массы выпавших частиц m_p^* , при достижении которого устанавливается стационарное значение скорости уноса \bar{V}_∞ , связано со скоростью соударения \bar{V}_p уравнением

$$\frac{m_p^* \bar{V}_p^2}{2} = A.$$

Диапазон изменения параметра A сравнительно узок, и для неметаллических материалов его можно принять равным 10^6 Дж/кг. К моменту, когда количество энергии, подведенной к поверхности

материала, достигает A , завершается процесс установления. При тепловом разрушении значительная часть входящего в тело тепла (энергии) отводится за счет теплопроводности вглубь материала. Поэтому говорить о постоянном для всех случаев количестве тепла не имеет смысла. Однако, учитывая аналогию между тепловым и эрозионным разрушением материалов [7], можно предположить, что указанный процесс в какой-то мере проявляется и при тепловом уносе массы. Оценка количества тепла, поглощенного в поверхностном слое, в момент установления температуры поверхности показывает, что для графита эта величина равна 5800 кДж/м² (коэффициент температуропроводности $a = 16 \cdot 10^{-6}$ м²/с), а для легированной кварцевой стеклокерамики ($a = 0.65 \cdot 10^{-6}$ м²/с) — не менее 1000 кДж/м².

По-видимому, по мере уменьшения температуропроводности материала количество тепла, поглощенное в разрушающемся слое к моменту установления температуры поверхности, стремится к величине параметра A , полученной для неметаллических материалов в случае эрозионного разрушения.

Таким образом, константа теплового разрушения материала K_{T_p} определяет законы изменения температуры поверхности, скорости уноса массы, перемещения изотерм температурного поля и характеризует момент завершения нестационарного процесса поглощения тепла в поверхностном слое разрушающегося материала. Завершение этого процесса особенно четко отражается на закономерности перемещения высокотемпературных изотерм (рис. 4).

ДОСТИЖЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ ВНУТРЕННИХ ПРОЦЕССОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛА

На практике под глубиной прогретого слоя (необходимой толщиной ТЗП) понимается расстояние от нагреваемой поверхности до некоторой определенной изотермической плоскости $T^* = \text{const}$. Обычно из всего набора изотерм выделяют изотерму с безразмерной температурой $\theta^* = 0.05$ [22] или $\theta^* = 0.1$ [10]. Однако в принципе прогретый слой можно ограничить изотермой с любой температурой, меньшей температуры нагреваемой поверхности. При высоких темпах нагрева температура поверхности быстро достигает температуры разрушения, и при постоянном тепловом воздействии через некоторое время стабилизируется. По мере сниже-

ния температуры рассматриваемой изотермы скорость ее перемещения увеличивается, и к моменту установления квазистационарного режима прогрева τ_δ путь, пройденный этой изотермой, будет тем большим, чем меньше ее температура. В этот момент времени прогретый слой достигает максимальной толщины, а количество тепла, накопленного в нем, — предельного значения. В дальнейшем все изотермы температурного поля, температура которых выше рассматриваемой изотермы, будут перемещаться со скоростью равной квазистационарной скорости разрушения поверхности материала. Поэтому особый интерес представляет установить, при каких условиях достигается предельная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла. С этой целью уравнения (5) и (13) представим в безразмерном виде:

$$\Delta^*(t) = K(\sqrt{t} - 1), \quad (16)$$

$$S(t) = \overline{V}_\infty t - \overline{d}_0, \quad (17)$$

а из (6) получим выражение для момента установления квазистационарного режима прогрева

$$t_\delta = K^2 / (4\overline{V}_\infty^2). \quad (18)$$

Здесь $\Delta^*(t) = \Delta^*(\tau) / \sqrt{a\tau_\xi}$, $S(t) = S(\tau) / \sqrt{a\tau_\xi}$, $\overline{d}_0 = d_0 / \sqrt{a\tau_\xi}$, $t = \tau / \tau_\xi$, $\overline{V}_\infty = V_\infty \sqrt{\tau_\xi} / a$.

Подставляя (18) в (16) и (17), находим, что с точностью до постоянных в момент времени t_δ выполняется соотношение

$$\Delta(t_\delta) / S(t_\delta) = 2. \quad (19)$$

Для того чтобы исключить возможную неопределенность при выборе времени t_δ , сравнение толщины прогретого слоя со стационарным значением $\overline{\delta}_T$ проводилось в момент его равенства линейному уносу. С этой целью с помощью выражений (16) и (17) определялся момент времени, при котором $S(t_x) = \delta(t_x)$.

Подставляя значение t_x в уравнение линейного уноса, в итоге получим формулу, позволяющую установить границы применимости закономерности (19):

$$S(t_x) = \delta(t_x) = \frac{K}{2} \left[\frac{K}{4\overline{V}_\infty} + \sqrt{\frac{1}{\overline{V}_\infty} \left(\frac{K^2}{16\overline{V}_\infty^2} - \frac{K}{\overline{V}_\infty} + \overline{d}_0 \right)} - 1 \right]. \quad (20)$$

На рис. 5 приведены расчетные значения отношения $[\overline{\delta}_T - \delta(t)] / \overline{\delta}_T$ (где $\overline{\delta}_T = -(\ln \theta^* / \overline{V}_\infty)$) для

$$\left| \frac{\overline{\delta}_T - \delta(t_x)}{\overline{\delta}_T} \right|_{S(t_x) = \delta(t_x)}, \quad \%$$

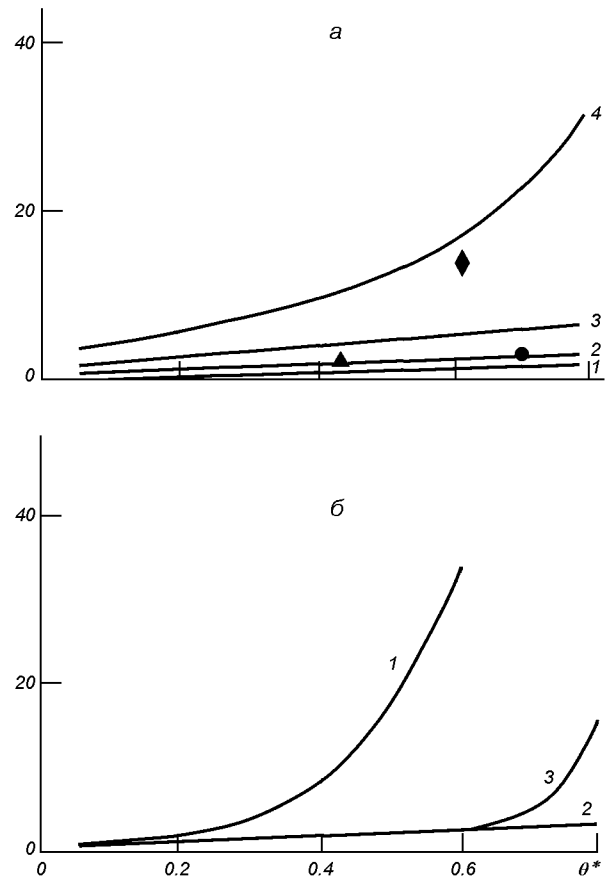


Рис. 5. Сравнение толщины прогретого слоя $\delta(t_x)$ в момент ее равенства линейному уносу $S(t_x)$ со стационарной глубиной прогрева $\overline{\delta}_T$: а — при $\overline{d}_0 = 0.32$ и различных значениях скорости \overline{V}_∞ : 1—4 — расчет при $\overline{V}_\infty = 0.1, 0.15, 0.2$ и 0.3 ; кружок, треугольник и ромбик — экспериментальные данные при $\overline{V}_\infty = 0.124, 0.14, 0.26$; б — при $\overline{V}_\infty = 0.15$ и различных значениях параметра \overline{d}_0 , 1 — окись алюминия, $\overline{d}_0 = 2.9$, 2 — легированная стеклокерамика, $\overline{d}_0 = 0.32$, 3 — графит, $\overline{d}_0 = 1.1$

разных значений θ^* , скорости уноса \overline{V}_∞ и параметра \overline{d}_0 . Видно, что при скоростях $\overline{V}_\infty < 0.2$ и $\overline{d}_0 < 1.0$ отклонение толщины прогретого слоя в момент $S(t_x) = \delta(t_x)$, от стационарного значения $\overline{\delta}_T$ не превышает 8 % для любого значения θ^* . Только при скоростях $\overline{V}_\infty > 0.3$ (для кварцевой стеклокерамики $\overline{G}_\Sigma > 0.5$) и $\overline{d}_0 > 1.0$ эта закономерность нарушается. Расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, получен-

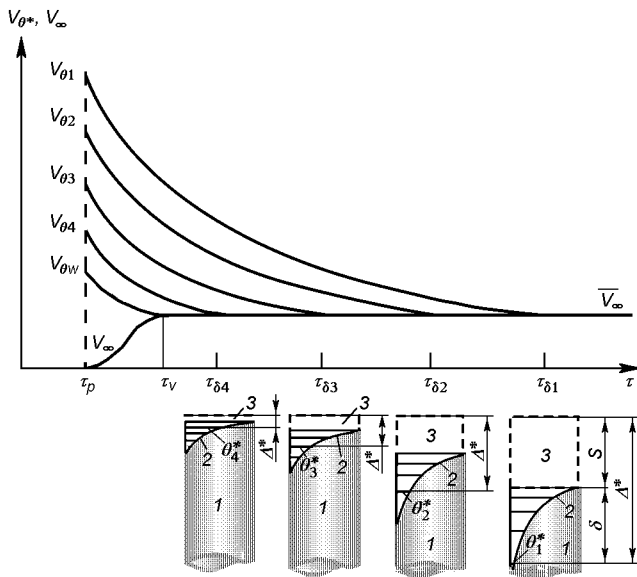


Рис. 6. Модель прогрева и уноса массы теплозащитного материала: 1 — образец, 2 — профиль температуры, 3 — унесенный слой, θ_1^* — изотермы, ограничивающие прогретый слой, толщина которого равна унесенному слою; $\theta_1^* < \theta_2^* < \theta_3^* < \theta_4^* < \theta_w^* = 1$

ными при обработке зависимостей глубины прогретого слоя до $T^* = 1800$ К и линейного уноса для легированной КСК.

Экспериментальные данные поясняются схемой, приведенной на рис. 6. В момент, когда скорость перемещения любой изотермы температурного поля сравнивается со скоростью уноса массы, толщина унесенного слоя с поверхности материала равна толщине прогретого слоя, ограниченного этой изотермой. Другими словами, в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла толщина унесенного слоя равна глубине залегания изотермы θ^* практически по всему температурному полю.

Полученные результаты не противоречат численным расчетам. Например, модель прогрева и уноса массы с поверхности кристаллического тела, предложенная Ю. В. Полежаевым [10], хорошо подтверждает линейность экспериментально установленной закономерности. Численные расчеты по этой модели показывают, что унос массы и прогретый слой могут изменяться по совершенно различным законам, но их суммарная толщина в течение некоторого времени τ_{δ} , при котором устанавливается равенство толщин прогретого и унесенного сло-

ев, с хорошей точностью (5 %) может быть описана линейной зависимостью

$$\Delta^* = K\sqrt{t},$$

где $t = \tau/\tau_p - 1$, а коэффициент K является функцией безразмерной температуры θ^* и тепловой эффективности материала числа $m = c(T_p - T_0)/\Delta Q$. Расчеты по этой модели также показывают, что в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев глубина прогретого слоя отличается от своего стационарного значения не более чем на 10 %.

Однако расчеты позволяют сделать такой вывод только для изотерм с безразмерной температурой $\theta^* \leq 0.1$. В то же время из рис. 5 видно, что равенство толщин прогретого и унесенного слоев сохраняется даже для изотерм $\theta^* \approx 0.7$. Отсюда следует, что процесс накопления тепла в поверхностном слое материала, определяемый экспериментально установленной константой K_T , позволяет более четко идентифицировать нестационарный и стационарный режимы прогрева и уноса, чем оценка длительности нестационарного периода путем задания степени приближения к асимптоте $\Delta \epsilon$.

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, особенно в квазистационарном режиме, дает возможность использовать выражение (12) для оценки теплосодержания прогретого слоя, под которым понимается удельное количество тепла в слое фиксированной толщины, равной квазистационарному значению глубины прогрева (схема на рис. 6). Рассмотрев количество тепла, поглощенное в слоях материала δ_T и $S(\tau_{\delta})$ за счет теплоемкости при постоянных теплофизических свойствах, для принятого в работах [10, 22] $\theta^* = 0.05$ с учетом (12) получим

$$\frac{\bar{H}(T)}{H(T_w)} \approx \frac{4}{K^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{K^2}{4}\right) \right] \approx 0.3.$$

1. Андрианова В. Г., Горячковский Ю. Г., Петров В. А. и др. Исследование спектральной излучательной способности боросиликатных покрытий на высокотемпературных теплоизоляционных материалах // Теплофиз. высоких температур.—1982.—№ 5.—С. 992—995.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967.—599 с.
3. Пасичный В. В., Бережецкая В. Я., Фролов Г. А. и др. Исследование работоспособности теплозащиты орбитального самолета «Буран» в условиях лучистого нагрева на

- гелиоустановках // Инж.-физ. журн.—2001.—74, № 6.— С. 32—33.
4. Полежаев Ю. В. Методы и средства газодинамических испытаний летательных аппаратов: Учебное пособие. — М.: МАИ, 1983.—90 с.
 5. Полежаев Ю. В., Панченко В. И. Основные закономерности кинетики эрозионного разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 5.—С. 709—716.
 6. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Автомодельный режим прогрева при разрушении поверхности материала // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 2.—С. 236—240.
 7. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Нестационарный режим при тепловом и эрозионном разрушении материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 3.—С. 357—362.
 8. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерность установления квазистационарного режима разрушения при одностороннем нагреве материала // Инж.-физ. журн.—1989.—56, № 4.—С. 533—539.
 9. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса // Инж.-физ. журн.—1992.—62, № 4.—С. 546—551.
 10. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
 11. Сергеев В. Л. Нестационарный тепломассообмен в области точки торможения. — Минск: Наука и техника, 1988.—160 с.
 12. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 4.— С. 629—635.
 13. Фролов Г. А. Температура поверхности тела, разрушающегося под действием постоянной тепловой нагрузки // Инж.-физ. журн.—1987.—53, № 3.—С. 420—426.
 14. Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В. Некоторые результаты экспериментального исследования теплообмена на поверхности при совместном воздействии лучистого и конвективного источников тепла // Теплофиз. высоких температур.—1978.—15, № 1.—221 с.—(Рукопись деп. в ВИНТИ 14.11.77, № 4217-77 Деп).
 15. Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В. и др. Экспериментальное исследование теплообмена дозвуковой и сверхзвуковой плазменной струи с плоской поверхностью // Инж.-физ. журн.—1981.—40, № 6.—С. 965—969.
 16. Фролов Г. А., Король А. А., Пасичный В. В. и др. Характерные температуры изменения состояний кварцевой стеклокерамики при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1986.—51, № 6.—С. 932—940.
 17. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 1.— С. 33—37.
 18. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Суздальцев Е. И. и др. Измерение температурных полей в образцах кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности // Инж.-физ. журн.—1989.—57, № 2.—С. 313—317.
 19. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. и др. Исследование параметров разрушения теплозащитных материалов в режиме нестационарного прогрева // Инж.-физ. журн.—1981.—40, № 4.—С. 608—614.
 20. Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S. J. An experimental and Theoretical Study of Quartz Ablation at the Stagnation Point // J. Aero/Space Sci.—1960.—27, N 7.—P. 535—547.
 21. Brewer W. D., Kassel P. C. Flash X-ray technique for investigation ablative material response to simulated reentry environments // Int. J. Nondestruct. Test.—1972.—3, N 4.— P. 375—390.
 22. Harrach R. I. Estimates on the ignition of high explosives laser pulses // J. Appl. Phys.—1976.—47, N 6.—P. 2473—2482.
 23. Frolov G. Application of the high temperature heating installation for gradient material obtaining // FGM News.—1995.— N 28.—P. 16—20.
 24. Zakharov F. I., Frolov G. A. High temperature investigation of composite gradient materials in non-equilibrium air plasma // Proc. 3-rd Inter. Symp. on FGM. — Lausanne: Presses polytechniques et universitate romandes, 1995.—P. 413—418.—(CH-1015).

POWER CONSUMPTION OF MAJOR FACTORS OF HEAT ABSORPTION IN AERODYNAMIC HEATING OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS OF OBJECTS OF SPACE-ROCKET ENGINEERING
I. LIMITING POWER CONSUMPTION OF INTERNAL PROCESSES OF HEAT ABSORPTION IN THERMAL DESTRUCTION OF A MATERIAL

G. A. Frolov

Results of the investigation of HPC of various types are generalized. We established a law of the automodelling warm-up mode in the ablation from a surface of HPC, a value of the constant of thermal destruction of materials, and the parameter of the non-stationary ablation which allows a calculation of the non-stationary ablation without determination of heat conduction of a material at high temperatures. Calculated and experimental investigations proved that limiting power consumption of internal processes of heat absorption is reached when the thicknesses of warmed and carried away layers of a material become equal.