

УДК 536.2.083

Г. А. Фролов¹, В. В. Пасичный¹, В. И. Тимошенко²

¹Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

²Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

**Проблемы научно-методического обеспечения
разработки и эксплуатации теплозащитных
покрытий для теплонапряженных элементов
объектов ракетно-космической техники.
II. Экспериментальное моделирование
аэродинамического нагрева теплозащитных
покрытий**

Надійшла до редакції 25.06.02

Досліджено залежність ефективної ентальпії теплозахисних матеріалів від умов нагрівання. Отримано параметри і рівняння, що дозволяють визначати ефективну ентальпію теплозахисного покриття з урахуванням нестационарного режиму виносу маси. Розроблено метод розрахунку нестационарного режиму руйнування матеріалу без використання високотемпературних значень коефіцієнта теплопровідності. Показано створений у ІПМ НАН України комплекс стендів і установок для вивчення високотемпературного руйнування матеріалів при конвективному, радіаційному і спільному радіаційно-конвективному видах нагрівання.

Расчетные методы определения термохимического разрушения поверхности теплозащитного покрытия (ТЗП) позволяют учитывать форму тела, высоту полета, угол входа в атмосферу, состав набегающего газового потока и продуктов разрушения материала и многое другое. Однако для использования этих методов необходима информация о механизмах термохимического разрушения и параметрах материала. В случае неопределенности в механизмах разрушения или при отсутствии таких важнейших характеристик теплозащитного материала (ТЗМ), как тепловые эффекты физико-химических превращений, коэффициент газификации и т. д. необходимы экспериментальные исследования. В тех случаях, когда экспериментальное выяснение

механизмов термохимического разрушения и определение соответствующих параметров материала вызывает затруднения, проводятся экспериментальные исследования с целью определения эффективной энтальпии. Использование эффективной энтальпии позволяет вычислить скорость термохимического разрушения без детального анализа механизмов разрушения. При этом используются упрощенные методики расчета внешнего обтекания тел. В частности, для расчета тепловых потоков используются методы эффективной длины.

Для моделирования различных условий нагрева теплонапряженных элементов ракетно-космической техники в ИПМ НАН Украины создан комплекс стендов и установок, позволяющий проводить испы-

Таблица 1. Комплекс стенов и установок для исследования характеристик теплозащитных материалов

Наименование	Обозначение	Рабочий газ (среда)	Размер модели, мм	Максимальные параметры			Основные цели испытаний
				Тепловой поток, кВт/м ²	Давление торможения, бар	Энтальпия (температура) торможения, кДж/кг	
Радиационно-плазменная установка с плазмотроном мощностью 100 кВт	РПУ-1	воздух СО ₂ , азот	10	* q_k до 30000+ q_l до 12000	0.3—1.3	15000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, излучательной способности, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации
	РПУ-1М		30	* q_k до 500 + q_l до 500		8000	
Плазодинамическая установка для исследования тепломассообмена и трения	ПУ-200	воздух	Пластина 50×100	100	0.07—0.2	1500 К	Экспериментальное исследование тепломассообмена и трения в канале
Воздушно-плазменный стенд на основе линейного электродугового подогревателя ПЛ-9 мощностью 500 кВт	ВПС-1000 Л/В	воздух	20—50	до 20000	0.05—1.3	20000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
Воздушно-плазменный стенд на основе двух линейных подогревателей газа	ВПС-1000 Т/В	воздух	Пластина 200×200	до 200	0.05—1.0	2500 К	Экспериментальные исследования тепломассообмена и трения в канале при повышенных температурах
Высокоэнтальпийная установка на основе плазмотрона с межэлектродными вставками	ПД-4М	воздух	10—14	50000	1.5	45000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 при повышенной энтальпии торможения
Воздушно-плазменный стенд на основе коаксиального плазмотрона ПВД-2	ВПС-1000К	воздух + частицы	14	20000	до 15	5000	Определение влияния воздействия 2-фазного потока на эрозионный унос ТЗМ
Плазменно-дуговая установка мощностью 50 кВт	ПУ-50Д	азот	10	$3 \cdot 10^5$	1.0	—	Исследование термостойкости псевдосплавов и уноса массы графитовых материалов
Газодинамический стенд на основе газогенератора	ЖРД-2М	продукты сгорания топлива керосин—кислород	20—100	45000	14	3000 К	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 , коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
Установка радиационного нагрева на основе трех ксеноновых излучателей	Кристалл «М»	воздух	10—20	16000	1.0	—	Определение прогрева и эффективной энтальпии теплозащитных покрытий
Гелиоустановки с диаметром зеркального концентратора от 1 до 5 м	СГУ	воздух, вакуум	10—200	до 15000	от 10^{-4} мм.рт.ст до 1 бар	—	Определение излучательной способности, эффективной энтальпии, теплофизических характеристик, прогрева и ресурса работы теплозащитных плиток
Лазерный испытательный стенд с длиной волны излучения 1.06 мкм	ЛС-1	воздух, различные газы	10	до 10^6	1 бар	—	Определение скорости разрушения и эффективной энтальпии при тепловых потоках до 10^6 кВт/м ²

* q_k — конвективный тепловой поток к холодной поверхности

тания образцов ТЗМ в том числе, с целью определения эффективной энтальпии (табл. 1).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНТАЛЬПИИ ТЗМ С УЧЕТОМ ПЕРЕХОДНОГО ПЕРИОДА РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Наиболее просто задача сравнения многочисленных теплозащитных материалов решается при квазистационарном режиме разрушения, когда скорости перемещения всех изотерм или фронтов разрушения внутри материала совпадают со скоростью перемещения внешней поверхности. Скорость уноса массы с поверхности в квазистационарном режиме разрушения стеклообразного материала можно найти из уравнения баланса тепла, которое при линейной аппроксимации эффекта вдува принимает вид

$$\bar{V}_\infty = \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{\rho\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + \rho c(T_w - T_0)}. \quad (1)$$

Здесь q_0 — тепловой поток к горячей поверхности, ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана-Больцмана, ρ — плотность материала, γ — коэффициент вдува, I_e — энтальпия торможения, I_w — энтальпия газа при температуре горячей поверхности, c — удельная теплоемкость, T_0 — температура холодной поверхности материала, ΔQ_w — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности материала, Γ — коэффициент газификации. Он обозначает долю газообразных продуктов в общей унесенной массе материала, а следовательно, количество тепла, поглощенное за счет физико-химических превращений на поверхности и эффекта вдува.

Однако расчет скорости уноса по уравнению (1) крайне затруднен, так как для новых материалов практически никогда не известны значения параметров, входящих в его знаменатель. Поэтому знаменатель уравнения (1) называют эффективной энтальпией материала, т. е.

$$I_{\text{эф}} = \rho\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + \rho c(T_w - T_0), \quad (2)$$

которую при наличии лучистой составляющей теплового потока q_n рассчитывают по формуле

$$I_{\text{эф}} = \frac{q_0 + \varepsilon(q_n - \sigma T_w^4)}{\rho_0 \bar{V}_\infty}, \quad (3)$$

с помощью экспериментальных данных. Полученные результаты обычно представляют в виде, например, линейной зависимости $I_{\text{эф}}$ от энтальпии

торможения набегающего газового потока $I_{\text{эф}} = a + bI_e$.

При определении эффективной энтальпии и дальнейшем ее использовании в расчетах ТЗП необходимо всегда обращать внимание на следующие моменты:

1. Если известны параметры внешнего воздействия и эффективная энтальпия, то толщину унесенного слоя обычно определяют по формуле

$$S(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{\rho I_{\text{эф}}} d\tau, \quad (4)$$

не учитывающей период времени τ_v , необходимый для установления квазистационарной скорости уноса \bar{V}_∞ , по значению которой рассчитывается $I_{\text{эф}}$. Таким образом, вносится ошибка, величина которой в зависимости от условий нагрева может достигать десятки процентов.

2. Из уравнения (3) видно, что в случае экзотермических реакций горения на поверхности и небольших подводимых тепловых потоках, излучение с поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$ может превысить подводимый тепловой поток и эффективная энтальпия примет отрицательное значение. Такое явление нередко наблюдается при испытаниях углеродных материалов.

Иногда эффективную энтальпию ТЗМ, особенно при лучистом нагреве, определяют по формуле

$$I_{\text{эф}} = \frac{(q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4)F\tau}{\Delta G}, \quad (5)$$

где F — площадь поверхности образца, а ΔG — потеря массы за время τ , т. е. фактически $I_{\text{эф}}$ определяют взвешиванием, не учитывая нестационарного периода уноса массы.

Предлагаемый метод определения $I_{\text{эф}}$ также позволяет находить ее значение взвешиванием образцов, однако уже с учетом нестационарного периода уноса. Метод основывается на формуле (3) и предварительной оценке толщины слоя материала, который должен быть унесен с поверхности за весь период нагрева. Эта оценка проводится с помощью параметра нестационарного уноса d_0 [13], входящего в уравнение (6), которое справедливо при воздействии постоянного теплового потока

$$S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0. \quad (6)$$

Здесь параметр d_0 задает смещение прямой линейного уноса относительно начала координат.

Экспериментальные и расчетные исследования, выполненные в работах [13, 14], позволили пол-

учить зависимости параметра d_0 для различных классов материалов, условий нагрева, теплофизических и физико-химических характеристик материала. В результате было установлено, что параметр d_0 в основном зависит только от теплопроводности материала.

При этом толщина уносимого слоя и время установления квазистационарной скорости уноса определяются по формулам [13]:

$$\tau_v = \frac{K_{Tp}}{1 - K_{Tp}} \frac{d_0}{\bar{V}_\infty} = 2.83 \frac{d_0}{\bar{V}_\infty}, \quad (7)$$

$$S(\tau_v) = \frac{2K_{Tp} - 1}{1 - K_{Tp}} d_0 = \frac{d_0}{K_{Tp}^2} = 1.83d_0, \quad (8)$$

$$\frac{S(\tau_v)}{\tau_v} = V_{cp} = \frac{2K_{Tp} - 1}{K_{Tp}} \bar{V}_\infty \approx 0.65\bar{V}_\infty, \quad (9)$$

где $S(\tau_v)$ — линейный унос с поверхности материала в момент времени τ_v , K_{Tp} — константа теплового разрушения материала, которая была впервые получена в работе [12] при анализе температурных полей в асботекстолите и равна 0.74. В дальнейшем была установлена связь константы разрушения K_{Tp} с тепловыми эффектами физико-химических превращений на поверхности ТЗМ и теплотой испарения чистых веществ [24, 26, 27].

Из условия (9) видно, что средняя скорость уноса на нестационарном участке может отличаться от скорости квазистационарного разрушения не более чем в два раза. Поэтому при времени нагрева $\tau \approx \tau_v$ ошибка в определении скорости квазистационарного разрушения по взвешиванию образцов за счет переходного периода составит 50 %. На практике достаточно эту ошибку уменьшить до 10 %, что

может быть достигнуто увеличением времени нагрева. Поскольку линейный унос в момент времени τ_v определяется соотношением (8), то потеря веса за весь период нагрева должна удовлетворять условию

$$\Delta G > 10\rho F d_0. \quad (10)$$

Значение параметра d_0 для основных классов ТЗМ приведено в работе [13].

Известно, что тепловой поток к поверхности обтекаемого тела можно представить выражением

$$q_0 = (\alpha/c_p)_0(I_e - I_w),$$

где $(\alpha/c_p)_0$ — коэффициент теплообмена, а I_e , I_w — энтальпия газа на внешней границе пограничного слоя и при температуре поверхности материала соответственно. В зависимости от класса ТЗМ его эффективная энтальпия может в первую очередь зависеть либо от коэффициента теплообмена, либо от энтальпии торможения. Поэтому при экспериментальном определении эффективной энтальпии особое внимание надо обращать на условия проведения испытаний и класс исследуемых материалов. В табл. 2 приведены параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асботекстолита, испытанных практически при одинаковых тепловых потоках $q_k \approx 15\,000$ кВт/м² в различных условиях нагрева. При этом динамическое давление изменялось примерно от 0 (при лучистом нагреве) до $2.5 \cdot 10^5$ Па — при испытаниях в струе продуктов сгорания газогенератора.

Как для стеклопластика, так и для асботекстолита эффективная энтальпия в условиях сверхзвукового потока продуктов сгорания, когда динамическое давление достигало $2.5 \cdot 10^5$ Па, значительно ниже. Поскольку увеличение динамического давления приводит к увеличению коэффициента теплообмена, от которого в значительной степени зависит

Таблица 2. Параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асботекстолита при $q_k \approx 15\,000$ кВт/м² в различных условиях нагрева

Характеристика нагрева	I_e , кДж/м ²	P_d , кПа	Стеклопластик на эпоксидном связующем			Асботекстолит		
			T_w , К	\bar{V}_∞ , мм/с	$I_{эф}$, кДж/кг	T_w , К	\bar{V}_∞ , мм/с	$I_{эф}$, кДж/кг
Лучистый	—	0	2860	0.45	11 000	3060	0.17	30 500
Дозвуковой поток воздуха	12 300	5.4	2690	0.5	10 000	3060	0.33	11 200
Сверхзвуковой поток воздуха	13 000	34	2550	0.56	10 500	2850	0.45	11 500
Сверхзвуковой поток продуктов сгорания (избыток кислорода 20 %)	4700	250	2380	0.45	4800	2380	0.6	3900

окислительное и термомеханическое воздействие набегающего газового потока, скорость разрушения асботекстолита увеличивается в несколько раз и является причиной снижения $I_{\text{эф}}$. Составляющие эффективной энтальпии коксующихся ТЗМ рассмотрены в [8, 9]. Скорость уноса массы стеклопластика изменяется незначительно, и определить сразу причину снижения его эффективной энтальпии затруднительно. Поэтому представляет интерес рассмотреть составляющие эффективной энтальпии, входящие в уравнение (2), стеклообразных материалов, для которых в работах [19, 21] предложен метод определения коэффициента газификации $\Gamma = G_w/G_{\Sigma}$, где G_w — скорость испарения материала, G_{Σ} — скорость массового уноса. Этот метод основывается на возможности удаления и взвешивания пленки расплава материалов на основе кварцевого стекла. При нагревании пленка расплава, стекая с торцевой поверхности, застывала на краях образца. Взвешивание образцов с пленкой расплава и без нее дало возможность определить скорость испарения и коэффициент газификации, который рассчитывался по формуле

$$\Gamma = \frac{G_n - G_{\text{бп}}}{G_n - G_n},$$

где G_n — начальный вес образца, G_n — вес образца с пленкой расплава, $G_{\text{бп}}$ — вес образца без пленки расплава. В этом методе точность определения коэффициента газификации в значительной степени зависит от количества материала, унесенного потоком газа жидком или твердом состояниях. Однако результаты нагрева образцов в струе газогенератора показывают, что даже если предположить в этих условиях $\Gamma = 0$, унос массы потоком газа не превышает 10 %.

Так как скорость разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем слабо зависит от окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока, то основной причиной уменьшения его эффективной энтальпии также является снижение доли испарения при уменьшении величины энтальпии торможения.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНТАЛЬПИИ ДЛЯ РАСЧЕТА УНОСА МАССЫ ТЗМ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ НАГРЕВА И РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Если тепловой поток, как и другие внешние параметры, непрерывно изменяется во времени, то возможна замена реальной кривой $q_0(\tau)$ аппроксими-

рующей ступенчатой зависимостью [15], для каждой ступени которой, используя эффективную энтальпию и установившееся значение температуры поверхности, можно рассчитать квазистационарную скорость уноса. Поэтому, как правило, исследования нестационарных процессов прогрева и разрушения ТЗМ сводились к моделированию переменных внешних условий и оценке возможностей использования закономерностей квазистационарного режима разрушения для расчета прогретого и унесенного слоев материала.

При сравнительно невысокой или кратковременной тепловой нагрузке период нагрева может оказаться недостаточным для достижения V_{∞} , или нестационарный режим уноса составит значительную его часть. В таких условиях применение эффективной энтальпии для расчета линейного уноса (4) может привести к большим ошибкам.

Формулы (7), (8) дают возможность рассчитать время установления квазистационарной скорости уноса τ_v и линейный унос в этот момент времени $S(\tau_v)$ с помощью константы разрушения K_{T_p} и параметра нестационарного уноса массы d_0 .

В то же время в работе [25] на основании обобщения результатов численных расчетов и экспериментальных данных было предложено уравнение, позволяющее рассчитать линейный унос в нестационарном режиме разрушения поверхности материала

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

В этом уравнении $S(\tau_v)$ и τ_v должны находиться по формулам (7) и (8). Для определения времени начала уноса τ_y можно использовать результаты [15], из которых следует, что диапазон изменения тепловой эффективности материала (число $m = c(T_p - T_0)/\Delta Q$, где T_p — температура начала разрушения (плавления) поверхности материала) на практике можно ограничить пределами $0.5 < m < 3$. В этом диапазоне отношение τ_v/τ_y изменяется всего в два раза, и его среднее значение равно восьми.

На рис. 1 показаны результаты численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла [15], которые практически полностью совпадают с расчетом по формуле (11), если для определения времени $S(\tau_v)$ и τ_v использовать уравнения (7) и (8). Несмотря на сложный характер изменения эффективного коэффициента теплопроводности кварцевого стекла при высоких температурах, экспериментальные зависимости линейного уноса для этого

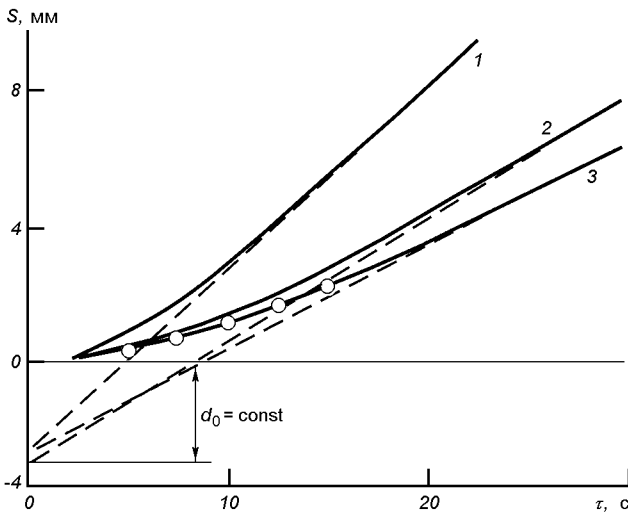


Рис. 1. Зависимость линейного уноса кварцевого стекла ($\lambda = 10.4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$) от времени нагрева ($P_e = 0.13 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $I_e = 20\,000 \text{ кДж/кг}$): кривые 1–3 — расчет по модели оплавления кварцевого стекла [15] при различных законах изменения его вязкости (рис. 2 [14]) и формуле (11), кружки — эксперимент [28], пунктирные линии — квазистационарный режим уноса массы

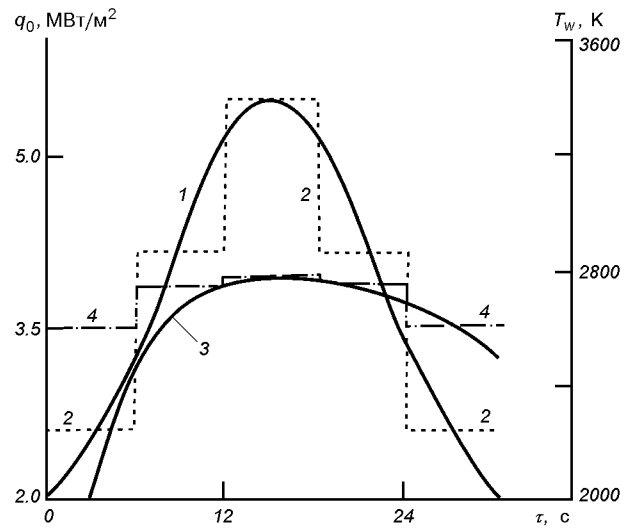


Рис. 2. Зависимость теплового потока и температуры поверхности от времени нагрева: 1 — тепловой поток $q_0(\tau)$, 2 — его ступенчатая аппроксимация, 3 — расчет T_w при непрерывном изменении $q_0(\tau)$, 4 — установившиеся значения T_w для каждой ступени аппроксимации 2

материала также хорошо согласуются с расчетом по предложенным уравнениям и соответствующему параметру d_0 [14] поскольку он интегрирует все нестационарные процессы, происходящие в поверхностном слое разрушающегося материала.

Уравнения (7), (8), (11) и параметр d_0 установлены при воздействии постоянной тепловой нагрузки. Однако это не исключает их применения и в случае переменного теплового потока, если, как и при использовании формулы (4), реальную кривую $q_0(\tau)$ заменить аппроксимирующей ступенчатой зависимостью. Тогда для каждой ступени, используя эффективную энтальпию и установившееся значение температуры поверхности, можно рассчитать квазистационарную скорость уноса и по уравнениям (7), (8) для каждой ступени определить значения $S(\tau_v)$ и τ_v , необходимые для расчета по формуле (11).

Путем несложных преобразований с использованием уравнения (11) получено расчетное выражение для определения унесенного слоя за период времени $0 < \tau \leq \tau_n$ при переменном тепловом воздействии, когда тепловая нагрузка характерна приведенной на рис. 2, а квазистационарная скорость уноса не устанавливается не только на временном интервале ступени, но и за весь период нагрева [20]

$$S(\tau) = S(\tau_v) \left[\frac{\sqrt{\tau - \Delta\tau_k} - \sqrt{\tau_{y_k}}}{\sqrt{\tau_{y_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}} \right]^2_{S(\tau) < S(\tau_v)} + \left\{ \sum_{i=1}^j \bar{V}_{\infty i}(\Delta\tau_i) \right\}_{S(\tau) \geq S(\tau_v)} \quad (12)$$

Здесь

$$\Delta\tau_k = \tau_{k-1} - \left[\sqrt{\frac{S(\tau)_{k-1}}{S(\tau_v)}} (\sqrt{\tau_{y_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}) + \sqrt{\tau_{y_k}} \right]^2$$

— поправка на текущее время нагрева τ на k -м участке ($k = 1, 2, \dots, n$), n — число нестационарных участков нагрева, учитывающая унесенный слой за период времени $\tau_{k-1} - \tau_{y_1}$ (для первого участка нагрева $\Delta\tau = 0$), τ_{k-1} и $S(\tau)_{k-1}$ — время окончания $k-1$ -го участка нагрева и линейный унос в этот момент времени, τ_{y_k} и τ_{y_k} — время начала уноса массы и время установления стационарной скорости уноса для k -го участка нагрева, $\bar{V}_{\infty i}$ и $\Delta\tau_i$ — стационарная скорость уноса массы на i -м участке и продолжительность i -го участка нагрева ($i = 1, 2, \dots, j$), j — число квазистационарных участков нагрева.

В формуле (12) допускается, что нестационарный режим уноса заканчивается в момент времени τ_v , когда с поверхности материала будет унесен слой

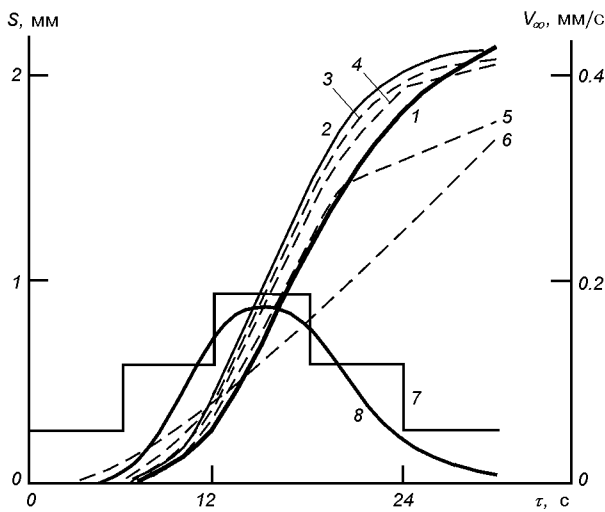


Рис. 3. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и скорости V_∞ от времени нагрева: 1 — расчет $S(\tau)$ по (12) с помощью параметра d_0 при пятиступенчатом делении на временные интервалы, 2—6 — расчет $S(\tau)$ по (13) при непрерывном изменении $q_0(\tau)$, а также девяти-, пяти-, трех- и одноступенчатой аппроксимации $q_0(\tau)$ соответственно, 7 — стационарная скорость уноса, расчет по (1), 8 — расчет V_∞ по (13)

толщиной $S(\tau_v)$. В дальнейшем, если уровень теплового потока достаточен для поддержания линейного уноса, разрушение идет в квазистационарном режиме, и схема расчета аналогична применению уравнения (4).

На рис. 3 результаты расчета линейного уноса кварцевой стеклокерамики по формуле (12) сравниваются с численным расчетом по уравнению теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \rho c V_\infty \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (13)$$

$$V_\infty = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4 - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{\rho \Gamma [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)]},$$

при $\tau = 0$ $T(y) = T_0 = \text{const}$, $V_\infty = 0$,
 при $\tau > 0$ и $y = 0$

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w + G_w \Delta Q_w + \varepsilon \sigma T_w^4 = (\alpha/c_p)_w (I_e - I_w),$$

$$G_w = (\alpha/c_p)_w f(T_w, P_e),$$

при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_0$. Здесь $(\alpha/c_p)_w$ — коэффициент теплообмена с учетом вдува.

При расчетах принималось, что на покрытие из кварцевой стеклокерамики ($\lambda = 2.1$ Вт/(м·К), $c_p = 1.26$ кДж/(кг·К), $\rho = 2000$ кг/м³, $\Delta Q_w = 11000$ кДж/кг, коэффициент газификации $\Gamma = 0.6$) в течение 30 с воздействует тепловой поток, который изменяется по закону, приведенному на рис. 2, при постоянном значении энтальпии торможения 10 000 кДж/кг. Параметр нестационарного уноса d_0 при $\lambda = 2.1$ Вт/(м·К), согласно [13], принят равным 1 мм. Зависимость скорости испарения G_w от температуры поверхности и давления торможения взята из работы [15].

Если не учитывать нестационарный характер уноса и определить его по среднему значению V_∞ за весь период нагрева, равному 0.1 мм/с, то он на 50 % будет выше действительного значения.

Расчет по (13) с учетом ступенчатого и непрерывного изменения $q_0(\tau)$ (рис. 3, кривые 2—6) показал, что для практики допустимо достаточно грубое деление на временные интервалы. Даже при делении зависимости $q_0(\tau)$ всего лишь на пять постоянных интервалов максимальное отличие линейного уноса от расчета при непрерывном изменении $q_0(\tau)$ не превышает 10 %.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ТЗП С ЗАМЕРОМ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ

Из численных расчетов [16—18] следует, что вдув продуктов разрушения поверхности в пограничный слой приводит к уменьшению сопротивления трения. В то же время сопротивление трения при обтекании поверхности ТЗП высокотемпературным газовым потоком на экспериментальных моделях исследовалось мало. Установки, предназначенные для испытания образцов ТЗМ при лобовом обтекании, которые получили наибольшее распространение [22], непригодны для таких экспериментов. В этом случае необходимо проводить эксперименты либо на натуральных объектах, либо на моделях в форме пластин при тангенциальном обтекании их газовым потоком. При этом требуется значительно увеличивать размеры газовой струи, а следовательно, и потребляемую электродуговым подогревателем мощность. В связи с этим большое внимание было уделено экспериментально-теоретическому обоснованию возможности создания установок с низкой энергоемкостью для испытаний крупномасштабных моделей ТЗМ. В результате проведенных исследований были разработаны установки, позволяющие решить сразу несколько задач: обеспечить

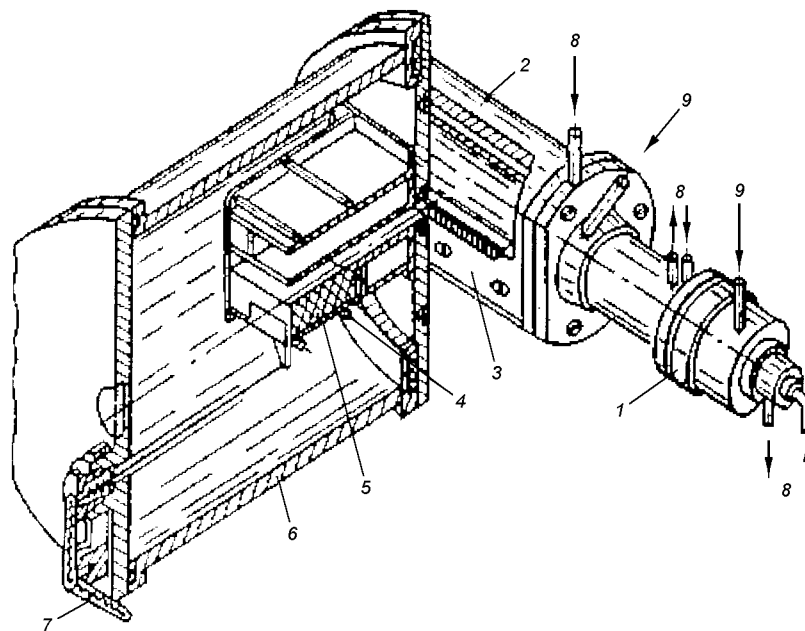


Рис. 4. Схема установки для изучения образцов в виде пластин: 1 — электродуговой подогреватель, 2 — форкамера, 3 — микросопловая решетка, 4 — державка, 5 — образец, 6 — вакуумная камера, 7 — тензометрический датчик, 8 — водяное охлаждение, 9 — подвод рабочего газа (воздуха)

равномерное распределение параметров по сечению газовой струи, значительно увеличить размеры исследуемых моделей и получить неравновесный газовый поток с необходимой концентрацией атомарных компонент кислорода и азота. Эти исследования показали, что условия внешнего обтекания моделей можно моделировать в коротких прямоугольных каналах. Результатом исследований явилось создание экономичных установок, позволивших выполнить большую программу испытаний ТЗП носителя «Энергия» с замером напряжения трения на поверхности моделей [2, 3, 23].

На рис. 4 показана установка, позволяющая проводить изучение теплообмена и трения на поверхности образцов теплозащитных материалов, выполненных в форме пластин, характеризующаяся сравнительно низкой удельной мощностью. Применение двух подогревателей воздуха со встречно направленными потоками и полых охлаждаемых водой микросопловых решеток дает возможность повысить температуру газа в форкамере вплоть до 6000 К и существенно расширить диапазон исследуемых параметров. В этом варианте размер исследуемых моделей достигал 200 × 200 мм. Схема устройства, применяемая на такой установке и позволяющая одновременно сравнивать напряжение трения на поверхности двух моделей, представлена на рис. 5.

Отличительной особенностью установки, представленной на рис. 4, является применение микросопловой решетки 3 и подвижного элемента в державке 4 с тензометрическим датчиком 7, которые помещены в вакуумную камеру 6. В качестве рабочего газа используется воздух 9, который после нагрева электродуговым подогревателем 1 поступает в форкамеру 2, а затем с поворотом на 90° входит в прямоугольный канал сечением 100 × 100 мм и относительной длиной 11 калибров. За калибр принята высота канала h . Нижняя стенка канала состоит из двух частей: неподвижной и подвижной державки 4. В державке устанавливается исследуемый образец 5. Равномерное распределение потока по сечению перед входом в канал обеспечивается сопловой решеткой из нихромовой проволоки диаметром 2 мм, закрепленной с шагом 2.5 мм. Это позволило получить газовый поток в канале с температурой торможения до 1500 К.

Устройство, представленное на рис. 5, содержит два расположенных симметрично оси сопла 1 генератора высокотемпературного газового потока подвижных уравновешенных элемента 6, 7, на которых устанавливаются модели исследуемых материалов 2 и 3. В этом устройстве применены датчики перемещения индуктивного типа 4 и 5, соединенные с противовесами 8, 9. Устройство позволяет

значительно повысить точность и производительность измерений, так как учитываются погрешности, вызванные перепадом давлений на переднем и заднем по отношению к набегающему потоку торцах моделей, и исключаются погрешности, вызванные изменением термогазодинамических параметров газового потока при двух разных запусках генератора.

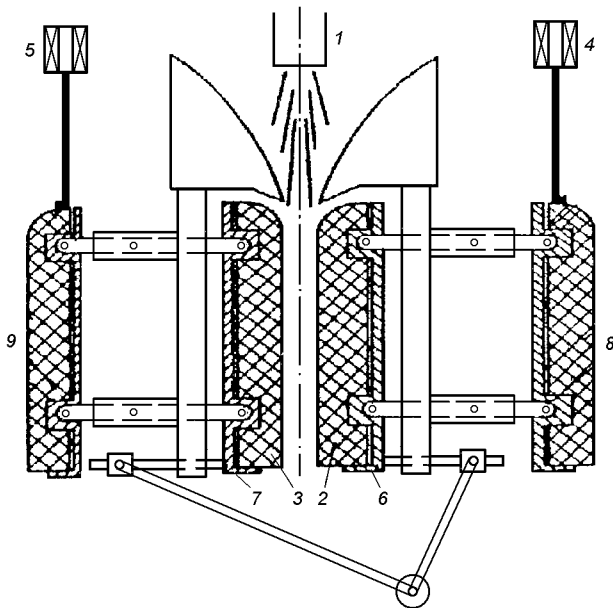


Рис. 5. Схема устройства для измерений напряжения трения на поверхности двух моделей: 1 — генератор высокотемпературного газового потока, 2, 3 — исследуемые образцы, 4, 5 — датчики индукционного типа, 6, 7 — подвижные уравновешенные элементы, 8, 9 — противовесы

Экспериментальные исследования параметров потока газа в коротком прямоугольном канале проводилось для семи режимов работы установки (рис. 4). Расход воздуха в электродуговом подогревателе изменялся в пределах 1.4—2.8 г/с, а в форкамере 4.4—17.7 г/с. Потребляемая подогревателем мощность составляла 28 кВт для режимов 1—3 и 45 кВт для режимов 4—7.

Исследование характера распределения статического и динамического давления по длине канала проводилось для 1, 2, 4, 6-го режимов.

Из рис. 6, а видно, что экспериментальная зависимость ΔP от x/h носит сложный характер, обусловленный наличием сопловой решетки перед входом в канал. Ввиду конструктивной сложности входной части канала измерить статическое давление на расстоянии меньшем, чем 1.5 калибра от входа, не представлялось возможным. Зона влияния сопловой решетки распространяется на длину, равную примерно пяти калибрам, начиная от входа. Такой характер изменения статического давления обусловлен перерасширением и турбулизацией потока при выходе его из решетки в канал. Начиная с расстояния, превышающего пять калибров, и вплоть до выхода из канала, статическое давление уменьшается. При этом характер падения давления подобен тому, который наблюдается при течении газа в начальном участке каналов.

Давление и температура торможения измерялись одновременно комбинированным зондом, включающим в себя хромель-алюмелевую термопару и трубку Пито. Зонд представлял собой трубку из нержавеющей стали с диаметром приемного отверстия 0.4 мм. По высоте канала зонд перемещался с помощью специального координатника с точностью ± 0.05 мм.

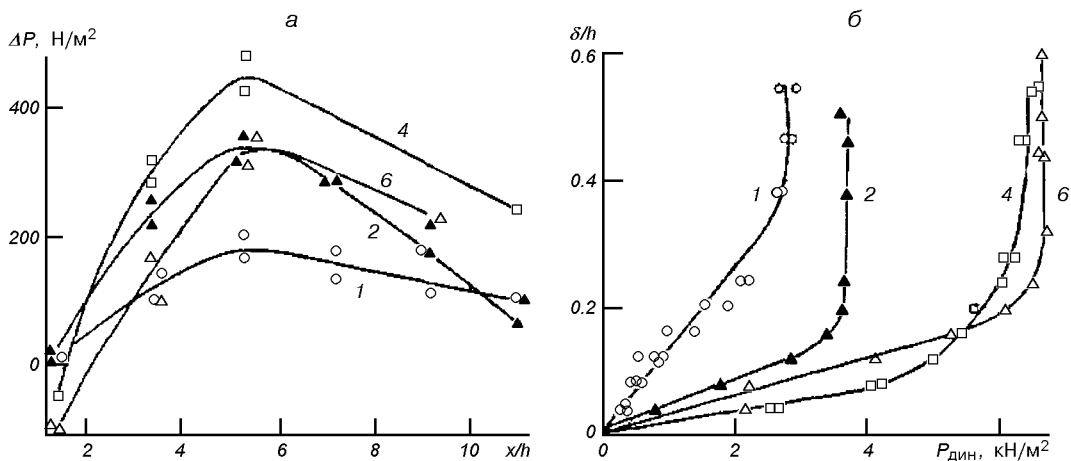


Рис. 6. Экспериментальное распределение статического и динамического давления в канале: а — изменение перепада статического давления по длине канала, б — профили динамического давления в сечении $x/h = 8.5$; 1, 2, 4, 6 — разные режимы работы установки

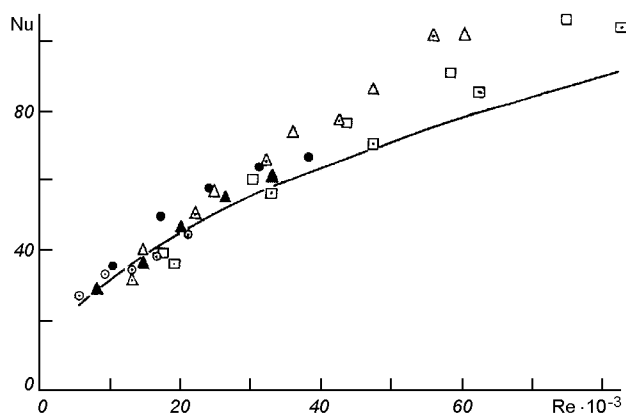


Рис. 7. Зависимость числа Nu_x от числа Re_x : точки — эксперимент при разных режимах работы установки, кривая — расчет по зависимости [1]

В зависимости от режима работы установки температура торможения на оси канала изменялась от 900 до 1500 К. Давление торможения находилось в пределах 7.8—20 КН/м². Проведенные измерения показали, что с увеличением расхода газа температура торможения на оси канала уменьшается. Однако при одном и том же режиме работы установки она остается практически постоянной по всей длине канала. Этот факт указывает на то, что смыкания тепловых пограничных слоев в исследуемом канале не происходило. Не наблюдалось также смыкания и динамических пограничных слоев. Об этом свидетельствуют профили динамического давления, измеренные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии 8.5 калибра (рис. 6, б). Видно, что толщины динамического пограничного слоя для режимов 1, 2, 4, 6 составляют в среднем 0.25*h*. Это обстоятельство говорит о наличии потенциального ядра.

При исследовании теплообмена стенки канала внутри облицовывались шлифованными керамическими плитками. В верхнюю стенку канала вмонтировалось заподлицо 10 датчиков теплового потока [5]. Экспериментальные данные по теплообмену были обработаны в критериальном виде (рис. 7):

$$Nu_x = \frac{q_w x}{\lambda(T_{\infty 0} - T_w)}, \quad Re_x = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} x}{\mu_{\infty}}. \quad (14)$$

Сравнение экспериментальных значений чисел Nu_x (точки) с расчетными (кривая 1), полученными при использовании зависимости для ламинарного режима течения [1], показывает, что некоторое совпадение данных наблюдается в диапазоне изменения числа Re_x от 5000 до 30 000. При дальней-

шем увеличении числа Re_x начинается, по-видимому, переходный режим течения. Число Re_{δ} , рассчитанное по формуле

$$Re_{\delta} = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} \delta}{\mu_{\infty}} \quad (15)$$

с использованием экспериментальных значений толщины пограничного слоя δ , находится в диапазоне 1000—3000. Это соответствует области перехода ламинарного течения в турбулентное на плоской пластине.

В качестве метода измерения поверхностного трения был выбран метод подвижного (плавающего) элемента, что позволило достаточно просто определить величину напряжения трения τ_w при различных режимах работы установки. Методика измерения поверхностного трения заключалась в следующем. Подвижный элемент, состоящий из державки 4 и образца 5 (рис. 4), устанавливался на опоры. Перемещение подвижного элемента с помощью штока передавалось на тензометрический датчик 7. Сигнал от тензометрического датчика, проходя тензостанцию, записывался на потенциометр. Во время экспериментов подвижный элемент перемещался под воздействием силы трения со стороны набегающего потока, перепада статического давления на поверхности образца и сил инерции. Этому перемещению препятствуют масса подвижного элемента, трение в опорах и сила, обусловленная разностью между атмосферным давлением и давлением в вакуумной камере и воздействующая на торец штока. Учесть воздействие этих сил в данной системе сложно, так как они переменны и зависят от перемещения подвижного элемента. Поэтому перед измерениями проводилась тарировка системы в вакууме с помощью разновесов, что давало возможность учесть суммарное воздействие всех сил (кроме силы инерции) и при известном перепаде статического давления на образце определить напряжение трения на стенке. Расчет величины напряжения трения с использованием экспериментальных данных проводился по формуле [10]

$$\tau_w = \frac{F_T - \Delta P S_{\text{тор}}}{S_{\text{пов}}}, \quad (16)$$

где F_T — сила трения, ΔP — перепад статического давления, $S_{\text{тор}}$ — площадь торцевой поверхности образца, $S_{\text{пов}}$ — площадь обтекаемой поверхности образца.

Среднее по длине образца значение τ_w , рассчитанное по формуле (16), составило, например, для 2-го режима 18.6 Н/м².

Величину τ_w можно также оценить на основании

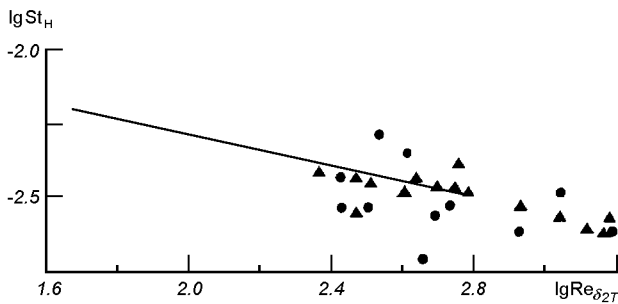


Рис. 8. Зависимость $\lg St_n$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$: треугольники и точки — экспериментальные данные [11] и [4], прямая — расчет по методике [6]

экспериментальных данных по теплообмену. Если положить $Pr = 1$ и считать, что на участке канала, где проводятся измерения τ_w , справедлива аналогия Рейнольдса, то

$$\tau_w = \frac{q_w u_\infty}{c_p (T_{\infty_0} - T_w)}, \quad (17)$$

где u_∞ и T_{∞_0} — скорость и температура невозмущенного потока. Величина τ_w , рассчитанная по (17), для режима 2 имела значение 21.5 Н/м^2 .

К числу принципиально важных результатов, обнаруженных при анализе экспериментальных данных, можно отнести следующие. Прежде всего измерения профилей скорости в пограничном слое, проведенные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии $x/h = 8.5$, показали, что пограничные слои с противоположных стенок канала не смыкаются. Далее аппроксимацией этих профилей скорости степенной зависимостью $u/u_\infty = (y/h)^n$ обнаружено, что показатель n приближается к значению $1/7$ для исследованных в опытах режимов течения. И наконец, температуру торможения на оси потока в пределах точности эксперимента можно считать постоянной по всей длине канала. Все это дает возможность решить задачу о теплообмене при турбулентном течении газа в начальном участке канала. С этой целью был использован метод С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [7], предложенный для расчета трения и теплообмена при турбулентном течении газа в начальном участке цилиндрической трубы. Преимущество этого метода состоит в том, что он достаточно просто позволяет определить коэффициенты трения и теплообмена в широком диапазоне чисел Рейнольдса, Прандтля и Маха. В нашем случае решалась задача в приближении пограничного слоя для плоскопараллельного канала при использовании в качестве

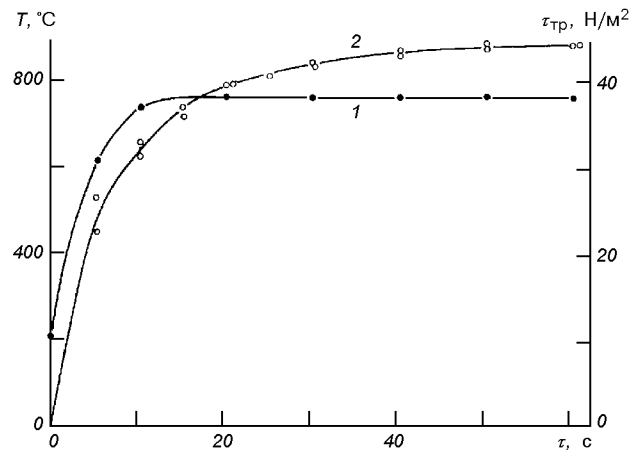


Рис. 9. Зависимость напряжения трения $\tau_{тр}$ на поверхности графитовой пластины (1) и температуры газа T на оси канала (2) от времени эксперимента

характерного размера гидравлического диаметра [10]. Полученное в расчетах изменение коэффициентов трения c_f и теплообмена St по длине канала показало, что основное соотношение аналогии Рейнольдса нарушается незначительно. Если ввести коэффициент пропорциональности $A = Pr^{-2/3}$, то аналогия Рейнольда практически выполняется $St = 0.5c_f A$.

На рис. 8 показана зависимость $\lg St_n$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$, где St_n — число Стантона в «стандартных» условиях, а $Re_{\delta_{2T}}$ — число Рейнольдса по толщине потери энергии. Для всех рассмотренных режимов работы (1, 2, 4, 6) значения St_n ложатся на одну прямую (все данные приведены к теплоизолированным условиям). Кроме того, эта прямая (точнее ее правая часть) проходит примерно посередине разброса экспериментальных данных [6, 11]. Такой результат свидетельствует об общности законов трения и теплообмена для течений в начальных участках каналов и обтекания плоской пластины.

Результаты расчетов теплообмена по [6] сравнивались с расчетами по [11]. Небольшое (порядка 8 %) отличие чисел St , рассчитанных по различным методам, является следствием того, что малые градиенты давления не оказывают существенного влияния на закон теплообмена для рассматриваемого течения.

Таким образом, предложенные установки позволяют воспроизводить течения, достаточно близкие к условиям внешнего обтекания плоской пластины.

Сравнительные исследования моделей ТЗП на установках (рис. 4, 5) показали, что напряжение

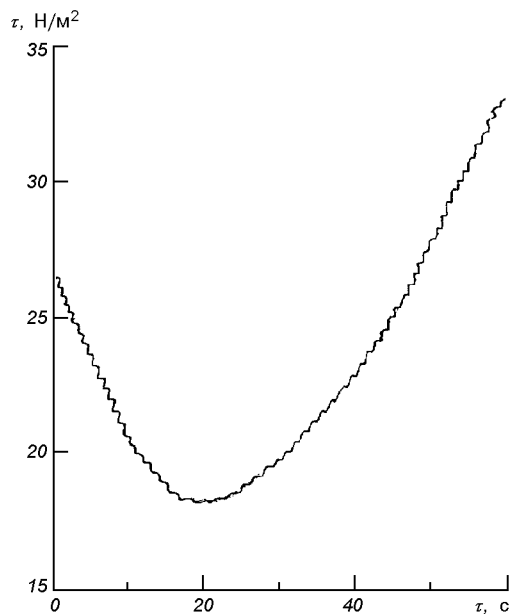


Рис. 10. Зависимость напряжения трения ТЗП на основе пенополиуретана с пропиткой поверхности летучим компонентом от времени нагрева

трения при обтекании высокотемпературным газовым потоком зависит в основном от характера разрушения модели в процессе нагрева, состояния ее поверхности, времени эксперимента и уровня теплового воздействия. Для повышения точности эксперимента лучше проводить сравнительные исследования с применением устройства типа показанного на рис. 5. В качестве эталонной модели в зависимости от уровня теплового воздействия может служить кварцевая или графитовая пластины.

Из рис. 9 видно, что напряжение трения при обтекании графитовой пластины остается практически постоянным в течение всего эксперимента. В то же время при испытаниях моделей на основе пенополиуретана, которые разрушаются в этих условиях нагрева, напряжение трения как уменьшается, так и увеличивается в зависимости от времени нагрева. Так, например, для материала, в котором в начале выделяется большое количество газообразных продуктов разложения, происходит значительное снижение напряжения трения до тех пор, пока поверхностный слой материала не потеряет летучие компоненты (рис. 10). Затем по мере снижения выделения газообразных продуктов напряжение трения увеличивается за счет увеличения шероховатости поверхности модели ТЗП.

Таким образом, экспериментальные данные подтверждают результаты численных расчетов [16—18], показывающие, что при высоких тепловых

потоках вследствие интенсивного вдува газообразных продуктов абляции ТЗП следует ожидать снижение сопротивления трения на поверхностях головных частей летательных аппаратов.

1. Авдеевский В. С. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. — М.: Машиностроение, 1975.—623 с.
2. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Расчет трения и теплообмена при турбулентном течении сжимаемого газа в плоском канале // Инж.-физ. журн.—1985.—48, № 1.—С. 19—23.
3. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Оптимизация геометрических размеров прямоугольного канала для получения низкоградиентного течения // Инж.-физ. журн.—1988.—54, № 6.—С. 930—934.
4. Герхард Т. Определение теплового потока в турбулентном пограничном слое с градиентом давления // Ракет. техника и космонавтика.—1973.—№ 11.—С. 161—163.
5. Голдаев И. П., Першин А. П., Сабодаж В. П. и др. Исследование теплообмена при натекании высокотемпературного газового потока на плоскую поверхность // Самолетостроение и техника воздушного флота. — Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1973.—Вып. 32.—С. 23—25.
6. Дедякин Б. В., Лельчук В. Л. Теплоотдача от стенки к турбулентному потоку воздуха внутри трубы при больших температурных напорах и расчет температуры стенки // Теплоэнергетика.—1958.—№ 9.—С. 74—79.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. А. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972.—344 с.
8. Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р., Джонс Дж. В. Характеристики коксующихся аблирующих материалов в процессе горения на поверхности в диффузионном режиме // Ракет. техн. и космонавтика.—1968.—№ 6.—С. 155—166.
9. Ланделл Дж. Х., Уэйкфилд Р. М., Джонс Дж. В. Экспериментальное исследование коксующихся аблирующих материалов при совместном воздействии конвективного и радиационного нагрева // Ракет. техн. и космонавтика.—1965.—№ 11.—С. 136—148.
10. Назарчук М. Т., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. — Киев: Наук. думка, 1974.—94 с.
11. Петухов Б. С., Кириллов В. Д. Теплообмен при турбулентном течении сжимаемого газа в области M до 4 // Теплоэнергетика.—1960.—№ 5.—С. 64—72.
12. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Автомодельный режим прогрета при разрушении поверхности материала // Инж.-физ. журнал.—1986.—50, № 2.—С. 236—240.
13. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерность установления квазистационарного режима разрушения при одностороннем нагреве материала // Инж.-физ. журнал.—1989.—56, № 4.—С. 533—539.
14. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса // Инж.-физ. журнал.—1992.—62, № 4.—С. 546—551.
15. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
16. Тимошенко В. И. Особенности термохимического разрушения стеклографитовой поверхности затупленного конуса в гиперзвуковом потоке газа // Прикладная аэродинамика космических аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1977.—С. 45—49.
17. Тимошенко В. И. Влияние вдува в пограничный слой на сопротивление осесимметричного тела в гиперзвуковом по-

- токе вязкого газа // Инж.-физ. журн.—1982.—12, № 5.—С. 746—750.
18. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. — Киев: Наук. думка, 1987.—187 с.
 19. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 4.—С. 629—635.
 20. Фролов Г. А. Основные закономерности нестационарного уноса массы при взаимодействии материала с высокотемпературной средой // Теплообмен ММФ-92. — Минск, 1992.—Т. 3.—С. 133—136.
 21. Фролов Г. А. Влияние различных факторов на испарение материала в высокотемпературном газовом потоке // Теплообмен ММФ-96. — Минск, 1996.—Т. 3.—С. 55—59.
 22. 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.
 23. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Захаров Ф. И. и др. Установка для исследования теплообмена и трения в прямоугольном канале при пониженном давлении // Инж.-физ. журн.—1984.—47, № 6.—С. 885—892.
 24. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Оценка энергии разрушения материала по его теплосодержанию // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 5.—С. 709—718.
 25. 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.
 26. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Влияние внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла на прогрев и разрушение материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—53, № 4.—С. 533—540.
 27. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Скорость разрушения материалов при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 4.—С. 533—540.
 28. Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S. J. An experimental and Theoretical Study of Quarts Ablation at the Stagnation Point // J. Aero/Space Sci.—1960.—27, N 7.—P. 535—547.
 29. Frolov G. Application of the High Temperature Heating Installation for Gradient Material Obtaining // FGM News.—1995.—N 28.—P. 16—20.
 30. Zakharov F. I., Frolov G. A. High temperature investigation of composite gradient materials in non-equilibrium air plasma // 3rd Inter. Sympos. on FGM, 1995, Switzerland.

PROBLEMS ON SCIENTIFIC AND METHODOLOGICAL MAINTENANCE OF DEVELOPMENT AND OPERATION OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS FOR HEAT-STRESSED ELEMENTS OF OBJECTS OF SPACE-ROCKET ENGINEERING. II. EXPERIMENTAL MODELLING OF AERODYNAMIC HEATING OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS

G. A. Frolov, V. V. Pasichnyi, V. I. Timoshenko

The dependence of the effective enthalpy of heat-protective materials on heating conditions is investigated. We derived parameters and equations which allow one to determine the effective enthalpy of a material in view of the non-stationary mode of ablation of weight. A method for the calculation of the non-stationary mode of destruction of a material without resort to high-temperature values of heat conductivity is developed. We present a complex of stands and installations for the study of the high-temperature destruction of materials at convective, radiating and radiating-convective types of heating. The complex is created in IPMS NAS of Ukraine.