

УДК 516:621.791.629.78.021.226.

Каталитические и излучательные свойства в системах тепловой защиты космических летательных аппаратов.

А.А. Купрюхин, П.В. Никитин

Аннотация

В статье излагается метод экспериментального определения каталитических и излучательных свойств перспективных материалов тепловой защиты космических летательных аппаратов планирующего класса. Метод разработан с целью использования на высокотемпературных газодинамических стендах, воспроизводящих натурные тепловые параметры при полете КЛА (космического летательного аппарата) в атмосфере Земли и других планет. Проведен анализ влияния каталитических и излучательных свойств на теплообмен на поверхности КЛА.

Ключевые слова

Термодинамика; тепломассообмен; тепловая защита; гетерогенные потоки; разнофункциональные покрытия; теплозащитные материалы.

Некоторые аспекты расчета теплообмена на каталитически активной поверхности.

Анализ влияния на теплообмен каталитической активности поверхности строится, главным образом, на концепции /3/ равенства нулю концентрации атомов на поверхности. Однако эта концепция не учитывала процессы каталитической абсорбции, для которых, как показано в ряде работ /2/, скорость реакции абсорбции пропорциональна плотности и массовой концентрации i -ой компоненты у поверхности, т.е. $(C_{i,w} \cdot \rho_{i,w})^m$. Кроме того, эта концепция не учитывала также возможность реакции диссоциации молекул на поверхности. В дальнейшем было установлено, что указанными процессами можно пренебрегать в случае высокой активации поверхности и низких уровнях температур, $T_w \leq 2000K$. В этой связи, для экспе-

риментального определения каталитических свойств новых типов ТЗМ появилась необходимость проанализировать некоторые аспекты влияния на тепло – и массообмен каталитической активности поверхности.

Как известно, диффузионный проток массы атомов g_i к поверхности в пограничном слое описывается законом Фика в виде:

$$g_i = \rho_w \cdot D_i \cdot \left(\frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w \quad (1.1).$$

Тогда, согласно закону сохранения массы, имеем:

$$g_i = \rho_w \cdot D_i \cdot \left(\frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w = K_w \cdot (C_{i,w} \rho_{i,w})^m \quad (1.2),$$

где K_w - скорость рекомбинации атомов. По оценкам ряда работ порядок реакции m изменяется в пределах: $1 \leq m \leq 2$. При умеренных температурах поверхности можно принять $m = 1$.

Выражение (1.2) является граничным условием для решения уравнения неразрывности потока. Из него следует, что диффузионный поток атомов к стенке может иметь место при $K_w \rightarrow \infty$, не смотря на то, что вследствие процесса гетерогенной рекомбинации массовая концентрация атомов на стенке $C_{i,w} \rightarrow 0$.

При использовании (1.2) возникают трудности в определении массовой концентрации атомов на каталитически активной поверхности. В этой связи приходится решать систему нелинейных дифференциальных уравнений пограничного слоя с введением новых переменных в форме преобразования Дородницина - Лиза. Подобное решение проведено в работах /4/ и /5/. Далее, если учесть, что при умеренной температуре поверхности каталитическую реакцию рекомбинации можно считать реакцией первого порядка ($m = 1$ в ур. 1.2), то решение задачи пограничного слоя дает возможность представить безразмерную массовую концентрацию атомов на стенке в виде

$$\frac{C_{i,w}}{C_{i,e}} = \frac{1}{\left(\frac{\mu_0 \rho_0}{2\beta} \right)^{1/2} \cdot \frac{K_w}{0,47 Sc_w^{1/3} \cdot \rho_w \cdot D_{i,j}} + 1} \quad (1.3),$$

где $C_{i,e}$ – массовая концентрация атомов на внешней границе пограничного слоя, индекс «0» означает, что данный параметр берется при температуре торможения, K_w - скорость рекомбинации атомов, $Sc_w = Pr_w / Le_w$, β – градиент скорости в передней критической точке:

$$\beta = \frac{C}{R_0} \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}}$$

(1.4).

В свою очередь, коэффициент $C = \sqrt{1 - \frac{p_H}{p_0}}$, R_0 – радиус притупления КЛА.

Из выражения (1.3) следует, что при абсолютной каталитической активности поверхности, т.е. $K_w \rightarrow \infty$, безразмерная концентрация атомов на поверхности стремится к нулю, т.е. $C_{i,w}/C_{i,e} \rightarrow 0$. При нулевой каталитической активности $K_w \rightarrow 0$, эта концентрация стремится к единице, $C_{i,w}/C_{i,e} \rightarrow 1$.

Перейдем далее к анализу теплообмена на стенке. Ранее показано, что теплообмен в химически активном пограничном слое определяется, главным образом, двумя процессами: молекулярной теплопроводностью и процессом рекомбинации атомов, продиффундировавших на стенку из объема пограничного слоя. Плотность теплового потока для первого процесса обозначим $q_{0,\lambda}$, для второго – $q_{0,рек}$. В таком случае, суммарный тепловой поток в стенку можно представить в виде:

$$q_{0,\Sigma} = q_{0,\lambda} + q_{0,рек}$$

(1.5).

Выражение для расчета плотности теплового потока в передней критической точке, обусловленного молекулярной теплопроводностью $q_{0,\lambda}$ получено в теории теплообмена и имеет вид:

$$q_{0,\lambda} = 0,665 (\beta \cdot \rho_0 \cdot \mu_0)^{1/2} Pr_w^{-2/3} (I_0 - I_w)$$

(1.6),

где ρ_0 – плотность воздуха при температуре и давлении торможения, μ_0 – коэффициент динамической вязкости воздуха при температуре и давлении торможения, Pr – критерий Прандтля, I_0 – энтальпия торможения потока, I_w – энтальпия воздуха при температуре стенки.

Остановимся несколько подробнее на выводе выражения для расчета плотности теплового потока $q_{0,рек}$ в передней критической точке, обусловленного рекомбинацией атомов. Понятно, что плотность теплового потока $q_{0,рек}$ определяется величиной диффузионного потока атомов к поверхности g_i , а также удельной теплотой рекомбинации атомов h_i^0 , т.е.:

$$q_{0,рек} = g_i \cdot h_i^0$$

(1.7).

Или, учитывая (1.1), получим:

$$q_{0,рек.} = K_w \cdot C_{i,w} \cdot \rho_w \cdot h_i^0 \quad (1.8).$$

Но, согласно (1.1), окончательно получим:

$$q_{0,рек.} = 0,665(\beta \cdot \mu_0 \cdot \rho_0)^{1/2} \cdot Sc^{-2/3} \cdot h_i^0 \cdot C_{i,e} \cdot \varphi(I_0 - I_w) \quad (1.9),$$

где $C_{i,e}$ – массовая концентрация атомов на внешней границе пограничного слоя, φ – коэффициент равен:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \frac{0,665 Sc_w^{-2/3} \cdot (\beta \cdot \mu_0 \cdot \rho_0)^{1/2}}{\rho_w \cdot K_w}} \quad (1.10),$$

В свою очередь, критерий Шмита, $Sc_w = \frac{Pr_w}{Le_w} = \frac{\mu_w}{\rho_w D_{i,w}}$.

Как видно, в формуле (1.9) влияние каталитической активности поверхности отражено в скорости рекомбинации K_w . Если $K_w \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow 1$, при $K_w \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow 0$, а, следовательно, $q_{0,рек.} \rightarrow 0$.

В таком случае, используя уравнения (1.5), (1.6) и (1.11) и проведя соответствующие преобразования, получаем выражение для расчета суммарного теплового потока в передней критической точке КЛА с учетом влияния на теплообмен каталитической активности поверхности ТЗМ:

$$q_{0,\Sigma} = 0,665(\beta \cdot \mu_0 \cdot \rho_0)^{1/2} Pr_w^{-2/3} \left(1 + \varphi \sum_{i=1}^n C_{i,e} \cdot Le_w^{-2/3} \frac{h_i^0}{(I_0 - I_w)} \right) (I_0 - I_w) \quad (1.11).$$

Соотношения (1.10) и (1.11) используются при составлении алгоритма экспериментального определения K_w .

2. Определение излучательных свойств теплозащитных материалов при интенсивном нагреве.

Интегральная излучательная способность ε_w (степень черноты поверхности) теплозащитного материала является одним из параметров, обеспечивающих условие теплового баланса на внешней поверхности космических летательных аппаратов многоразового использования. Кроме того, уровень ε_w является индикатором всех физи-

ко-химических процессов, протекающих на поверхности ТЗМ. Как известно, в комплекс излучательных свойств включает монохроматическую (спектральную) ε_λ и интегральную ε_W степени черноты поверхности. Для определения этих параметров в ходе испытания ТЗМ в высокоэнтальпийных газовых потоках используются основные теоретические положения теплового излучения тел, а также методы оптической пирометрии /6/.

Из определения цветовой температуры, согласно закону Вина, имеем /7, 8/:

$$T_{W,цв.} = \left[\frac{1}{\lambda_1 \cdot T_{W,\lambda_1}} - \frac{1}{\lambda_2 \cdot T_{W,\lambda_2}} \right] \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

В таком случае истинная температура поверхности может быть определена по известной цветовой температуре по формуле:

$$T_W = \frac{1}{\left[T_{W,цв.} + \frac{1}{C_2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \right]} \quad (2.2).$$

Кроме того, как известно из теории теплового излучения тел, монохроматическая степень черноты поверхности серого тела представляется в виде:

$$\varepsilon_{\lambda,i} = \frac{\exp \frac{C_2}{\lambda_i \cdot T_W} - 1}{\exp \frac{C_2}{\lambda_i \cdot T_{\lambda_i}} - 1} \quad (2.3),$$

где C_2 - коэффициент излучения в законе Планка.

В свою очередь, интегральная степень черноты поверхности согласно закону Стефана – Больцмана может быть представлена в виде:

$$\varepsilon_W = \left(\frac{T_{W,R}}{T_W} \right)^4 \quad (2.4).$$

Таким образом, в основу метода определения излучательных свойств теплозащитных материалов при интенсивном нагреве положено использование в эксперименте соотношений (2.1)...(2.4) и соответствующих параметров, полученных в эксперименте.

Метод экспериментального определения излучательных свойств ТЗМ базируется на измерении монохроматических яркостных температур поверхности $T_{w,\lambda,яр}$ датчиком Козырева /9/, как минимум, на двух длинах волн λ_1 и λ_2 , а также радиационной $T_{w,R}$ и истинной T_w температуры поверхности исследуемого ТЗМ.

Далее принимается допущение, что монохроматическая излучательная способность материала слабо изменяется в выбранном диапазоне длин волн λ_1 и λ_2 , т. е. $\varepsilon_{\lambda_1} \approx \varepsilon_{\lambda_2} \approx \varepsilon_{\lambda}$.

Для того чтобы это допущение выполнялось в эксперименте, измерения яркостных температур производятся на нескольких длинах волн λ_i . Такой прием позволяет выбрать для эксперимента такой интервал длин волн, где справедливо допущение о слабом изменении монохроматической степени черноты ε_{λ} . Тогда, используя экспериментальные данные измеренных температур T_{w,λ_i} , $T_{w,R}$ и T_w по проведенным выше зависимостям рассчитываются искомые излучательные способности исследуемого ТЗМ – спектральная и интегральная.

Библиографический список

- [1] Никитин П.В. Тепловая защита. Учебник высшей школы. М.: Изд. «МАИ» 2006, 510с.
- [2] Воронин В.Г., Залогин Г.Н. «О механизме рекомбинации атомарного азота вблизи каталитической поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом». Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, №3, 1980г.
- [3] Goulard R. «On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer. Jet Propulsion, 1958, vol. 28, № 11, p/.128...140.
- [4] Анфимов Н.А. «Ламинарный пограничный слой на химически активной поверхности». – «Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение», 1962, №3, с.46...52.
- [5] Гулард Р. « О влиянии скоростей каталитической рекомбинации на теплопередачу при торможении гиперзвукового потока». Ж. «Вопросы ракетной техники», №5 1959, с. 4...23.
- [6] В.С. Авдуевский, Б.М. Галицейский, Ю.И. Данилов и др. « Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике». Под общ. ред. В.С. Авдуевского, В.К. Кошкина. 2-е изд. – М., «Машиностроение», 1992, 528 с.
- [7] Топорец А.С. «Оптика шероховатой поверхности». Л.: «Машиностроение», 1973 327с.

[8] Полежаев Ю.В., Михатулин Д.С., Никитин П.В. «Моделирование межфазного обмена в гетерогенных средах с целью разработки высокоэффективных технологий», ИФЖ, АН Беларуси, т. 71, № 1 1998, с.19...29.

[9] Киренков А. Й. «Метрологические основы оптической пирометрии». М., 1976 г, с.421.

Сведения об авторах

Александр Александрович Купрюхин, аспирант, Московский авиационный институт (Государственный технический университет), kupryukhin@mail.ru, (499) 158 49 30.

Петр Васильевич Никитин, профессор, д.т.н., Московский авиационный институт (Государственный технический университет), petrunecha@mtu-net.ru, (495) 945 72 47, (499) 158 49 30.