

УДК 536.2

Анализ нестационарного метода измерения интегрального коэффициента излучения

**В.А. Архипов^{1,2}, И.К. Жарова¹, В.Д. Гольдин¹, Н.И. Куриленко³,
Г.Я. Мамонтов⁴**

¹*НИИ прикладной математики и механики
Томского государственного университета*

²*Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН,
Бийск*

³*Тюменский государственный архитектурно-строительный
университет*

⁴*Томский государственный архитектурно-строительный
университет*

E-mail: zharova@niipmm.tsu.ru

Проведен анализ методов измерения интегрального коэффициента излучения применительно к теплозащитным материалам в диапазоне температур, близких к температурам термодеструкции. Предложен модифицированный нестационарный метод измерения интегрального коэффициента излучения поверхности теплозащитных материалов. Метод основан на измерении температуры образца в процессе его остывания и использовании аппарата обратных задач теплопроводности. Повышение точности измерения интегрального коэффициента излучения достигается за счет учета неравномерности температурного поля в образце.

Ключевые слова: радиационный теплообмен, интегральный коэффициент излучения, теплозащитные материалы, экспериментальные методы, обратные задачи теплопроводности, вычислительный эксперимент.

Введение

Задача расширения базы данных по интегральным коэффициентам излучения в области высоких температур, близких к температуре термодеструкции, актуальна в связи с применением теплозащитных (ТЗМ) и конструкционных материалов в системах тепловой защиты, в проточных трактах энергоустановок, а также при разработке новых материалов, обладающих заранее заданными свойствами. При использовании таких материалов в условиях высоких температур наряду с кондуктивной и конвективной составляющими значительная роль в суммарном теплообмене принадлежит излучению их поверхности. Существенный вклад в развитие теоретических основ и методов экспериментальных исследований радиационного теплообмена внесли авторы работ [1–3]). Надежные данные по коэффициентам излучения могут быть получены только экспериментальным путем. Несмотря на большой объем

исследований, в настоящее время в технической и справочной литературе значения интегральных коэффициентов излучения приведены для ограниченного числа материалов, как правило, металлов [1–7]. В связи с этим актуальна задача анализа и развития экспериментальных методов определения этой важнейшей характеристики теплообмена.

Методы измерения интегрального коэффициента излучения

В практике экспериментальных исследований используется целый ряд методов и устройств измерения интегрального коэффициента излучения поверхности различных материалов в широком диапазоне температур [3]. Достаточно полный обзор по рассматриваемой проблеме представлен в монографиях [2–4]. Анализ литературных данных показал, что наибольшее распространение получили радиационный, калориметрический и нестационарный методы. Принципиальные схемы установок, реализующих указанные методы измерений интегрального коэффициента излучения, приведены на рис. 1.

Определение интегрального коэффициента излучения радиационным методом состоит в сравнительном измерении специальным термодатчиком лучистой энергии, испускаемой исследуемым и абсолютно черным телом или телом, коэффициент излучения которого известен. Экспериментальные установки для определения интегрального коэффициента излучения радиационным методом включают устройство для нагревания образца до заданной температуры, приемник излучения и диафрагму (рис. 1, а).

Наиболее распространенной схемой осуществления радиационного метода с нелинейным приемником является схема, основанная на равенстве сигналов от исследуемого образца и абсолютно черного тела (эталона) с разными температурами. При полной воспроизводимости условий эксперимента в случае измерений сигналов от образца и от эталонного образца при равенстве сигналов приемника результирующие потоки излучения равны:

$$Q(T) = Q_e(T_e), \quad (1)$$

где $Q(T) = S\varepsilon\sigma T^4$, $Q_e(T_e) = S_e\varepsilon_e\sigma T_e^4$. Здесь S , ε , T — площадь, интегральный коэффициент излучения и температура излучающей поверхности исследуемого образца; S_e , ε_e , T_e — соответствующие величины для эталонного образца; $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ — постоянная Стефана–Больцмана.

Уравнение для расчета ε следует из (1): $\varepsilon = \varepsilon_e (S_e/S)(T_e/T)^4$.

Анализ результатов измерений интегрального коэффициента излучения теплозащитных материалов (углепластиковых и стеклоэпоксидных композитов) радиационным методом показал, что влияние конвективной и кондуктивной составляющих теплового потока на теплообмен незначительно — регистрируемый тепловой поток полностью обусловлен радиационной составляющей [8, 9]. В опытах на образцах ТЗМ в диапазоне температур (400 ÷ 1300) К с шагом 50 К в качестве эталонного материала использовалась медь, длительное время выдержанная при температуре 1300 К и покрытая слоем окиси, которую можно считать серым телом с интегральным коэффициентом излучения $\varepsilon_e = 0,78$ [5]. Условия, диапазон нагрева и геометрические характеристики схемы измерений для эталонного и исследуемых образцов ТЗМ были идентичны. Результаты измерений интегральных коэффициентов излучения образцов ТЗМ радиационным методом показали, что для всех исследуемых образцов интегральный коэффициент излучения уменьшается с ростом температуры от значений $\varepsilon = 0,65 \div 0,80$ при $T = 400$ К до $\varepsilon = 0,35 \div 0,45$

при $T = 1300$ К. Это связано, по-видимому, с температурной деструкцией поверхности образцов ТЗМ при их нагревании.

В основу калориметрического метода положено непосредственное измерение количества излучаемой телом энергии. Исследуемое тело в форме цилиндра или шара, снабженное внутри источником тепла, помещается в замкнутую оболочку. Тепловой поток, который необходимо подвести к образцу для получения на его поверхности некоторой температуры, определяется теплообменом между образцом и оболочкой (рис. 1, *b*). Для расчета коэффициента излучения используется соотношение: $\varepsilon = Q/\sigma T^4 S$, где Q — полный тепловой поток от оболочки во всем спектре теплового излучения. Наибольшее распространение калориметрический метод получил в интервале от комнатной температуры до температур плавления или разрушения исследуемого материала. В настоящее время при осуществлении калориметрического метода используется нагрев электропроводных материалов электронной бомбардировкой или высокочастотным электромагнитным полем [10–12]. Во всех вариантах калориметрического метода необходимо учитывать потери тепла за счет теплопроводности от исследуемого образца по элементам крепления, термопарам и т. п., а также за счет конвекции и теплопроводности в газе (если эксперимент проводится не в вакууме).

Нестационарные методы измерения интегрального коэффициента излучения применяются в широком интервале температур — от гелиевых до $1000 \div 1300$ К. Схема устройств, реализующих нестационарный метод измерения интегрального коэффициента излучения, приведена на рис. 1, *c*. Применение нестационарных методов основано на использовании уравнения теплового баланса при охлаждении исследуемого образца излучением в вакууме, записанного в предположении о равномерности распределения температуры в объеме образца:

$$mc(dT/dt) = \varepsilon S \sigma (T^4 - T_c^4), \quad (2)$$

где m , c — масса и удельная теплоемкость образца, T_c — температура окружающей среды.

В предположении $\varepsilon = \text{const}$ в ограниченном диапазоне температур ΔT из решения уравнения (2) следует формула для определения интегрального коэффициента излучения:

$$\varepsilon = \frac{mc}{4t\sigma S T_c^3} \left\{ \ln \left| \frac{T_c + T}{T_c - T} \frac{T_c - T_0}{T_c + T_0} \right| + 2 \left(\arctg \frac{T}{T_c} - \arctg \frac{T_0}{T_c} \right) \right\}. \quad (3)$$

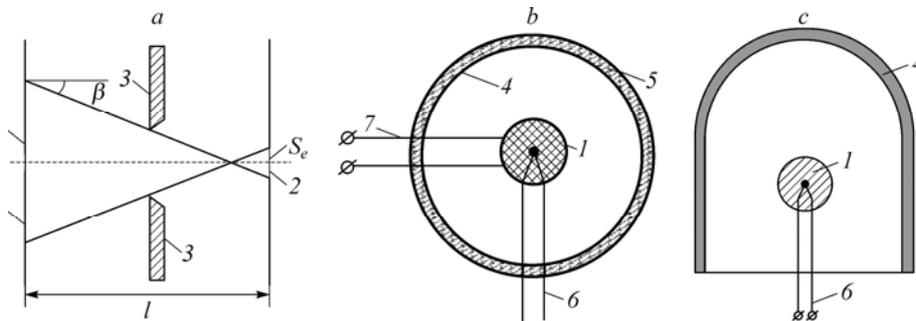


Рис. 1. Схемы установок для измерений интегрального коэффициента излучения радиационным (*a*), калориметрическим (*b*) и нестационарным (*c*) методами.

1 — исследуемый образец, 2 — приемник излучения, 3 — диафрагма, 4 — оболочка, 5 — калориметр, 6 — термопара, 7 — источник нагрева.

При условии $T_0 \gg T_c$ (в частности, при криогенных температурах охлаждения) соотношение (3) для определения интегрального коэффициента излучения сводится к формуле:

$$\varepsilon = \frac{mc}{3\sigma St} \left(\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} \right), \quad (4)$$

где t — время остывания образца от начальной T_0 до конечной T_k температуры.

Использование нестационарных методов требует надежных экспериментальных данных по температурным зависимостям теплофизических характеристик — удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности исследуемого материала, что для ряда теплозащитных материалов в диапазоне повышенных температур требует дополнительных исследований. При использовании устройств, реализующих калориметрический метод, основные трудности исследований теплообмена в области повышенных температур связаны с необходимостью в процессе опытов поддерживать постоянную температуру образца, что ограничивает диапазон исследуемых материалов. В исследованиях теплообмена в диапазоне температур, близких к температурам термической деструкции материалов, предпочтительно использовать технические устройства измерения ε радиационным или нестационарным методами. Эти методы позволяют получать значения ε для различных материалов, включая разлагающиеся ТЗМ, в широком диапазоне температур с необходимой точностью. При этом следует отметить, что технические устройства, реализующие радиационный метод, более сложны для практического применения и являются значительно более дорогостоящими по сравнению с устройствами, основанными на использовании нестационарного метода.

К числу преимуществ устройств, реализующих нестационарный метод, следует отнести возможность их адаптации к нестандартным условиям исследования теплообмена без потери точности измерений. Однако нестационарный метод не позволяет измерять интегральный коэффициент излучения реальных тел, выполненных из теплозащитных и конструкционных материалов с низкой теплопроводностью, поскольку основан на допущении о постоянной температуре в объеме образца ($T = \text{const}$), что справедливо только для образцов небольших размеров [3, 13, 14].

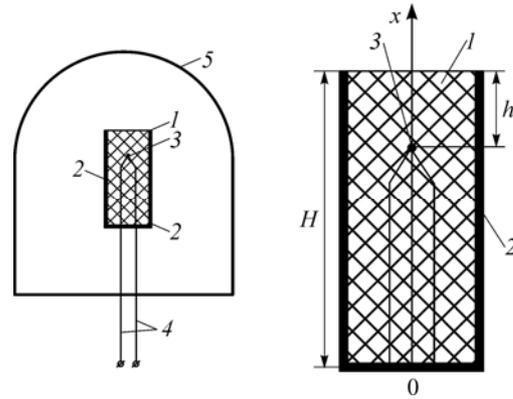
Модифицированный нестационарный метод

Рассмотрим метод определения интегрального коэффициента излучения поверхности теплозащитных материалов, целью которого является повышение точности измерений за счет учета неравномерного температурного поля в образце теплозащитного материала [15].

Теоретической основой метода является использование аппарата обратных задач теплопроводности [16, 17]. Суть метода заключается в том, что в процессе остывания при криогенной температуре (или при $T_0 \gg T_c$) предварительно нагретого до высокой температуры (не менее 500 К) цилиндрического образца температура на глубине измеряется с помощью термопары, установленной на оси симметрии образца. Интегральный коэффициент излучения определяется из решения граничной обратной задачи теплопроводности. Предполагается, что излучающая поверхность — одна из торцевых граней, боковая поверхность и вторая торцевая грань образца термоизолированы (рис. 2). В процессе остывания температуру внутри образца измеряют термопарой, размещенной на оси симметрии на расстоянии h от излучающей поверхности.

Рис. 2. Схема измерения интегрального коэффициента излучения.

1 — исследуемый образец, 2 — теплоизолятор, 3 — рабочий спай термопары, 4 — выводы термопары, 5 — оболочка вакуумированной камеры.



В предположении о пренебрежимо малом перетоке тепла в радиальном направлении и отсутствии конвективного теплообмена с окружающей средой интегральный коэффициент излучения определяют из решения краевой задачи для одномерного уравнения теплопроводности:

$$\rho c(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T(x, t)) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right), \quad (5)$$

$$0 < x < H, \quad 0 < t \leq t_k,$$

с граничными и начальными условиями

$$T(x, 0) = T_0 \equiv \text{const}, \quad 0 \leq x \leq H, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = 0, \quad 0 \leq t \leq t_k, \quad (7)$$

$$\lambda(T(H, t)) \frac{\partial T(H, t)}{\partial x} = -\varepsilon \sigma T^4(H, t), \quad 0 \leq t \leq t_k. \quad (8)$$

Задача (5)–(8) при заданном ε является математически корректной. Для определения ε необходимо сопоставить численное решение $T_1^*(t)$ с измеренными на глубине $(H - h)$ значениями температуры $T_1(t)$ и найти минимум функционала:

$$\Phi(\varepsilon) = \sqrt{\frac{1}{t_k} \int_0^{t_k} [T_1^*(t) - T_1(t)]^2 dt}. \quad (9)$$

Численно задача реализована с использованием варианта метода Петухова [18, 19] для краевой задачи второго порядка. Метод позволяет одновременно с неизвестной функцией найти ее производную, имеет четвертый порядок аппроксимации по координате и первый — по времени. Решение системы разностных уравнений осуществляется методом матричной прогонки.

Модельный пример

В качестве примера реализации рассмотрим модельную задачу определения интегрального коэффициента излучения цилиндрического образца, выполненного из механически обработанного пиролитического графита (пирографита). Значение интегрального коэффициента излучения полированной поверхности пирографита $\varepsilon = 0,834$ (при $T = 1200$ К) известно из работы [6]. Модельный вычислительный эксперимент при излучении с одной из торцевых граней в процессе остывания образца в вакуумированной камере (рис. 2) осуществлен при следующих условиях: плотность $\rho = 2200$ кг/м³, коэффициент теплопроводности $\lambda = 2,8$ Вт/(м · К), удельная

теплоемкость $c = 1340$ Дж/(кг · К), высота образца $H = 50$ мм, радиус основания $R = 5$ мм, начальная температура образца $T_0 = 1000$ К \equiv const.

На первом этапе проведен расчет охлаждения образца, равномерно прогретого до температуры $T = 1000$ К. Заданное значение интегрального коэффициента излучения $\varepsilon = 0,83$ получено экстраполяцией данных [6] на температуру $T = 1000$ К. На рис. 3 приведены зависимости температуры от времени в процессе остывания для различных расстояний h от излучающей поверхности. Анализ полученных зависимостей показал, что наиболее быстрое снижение температуры происходит при $h \leq 5$ мм. В заглубленных точках при $h > 20$ мм снижение температуры менее интенсивно, вследствие чего размещение термопары на расстоянии $h > 10$ мм нецелесообразно, поскольку приводит к необходимости неоправданно длительного измерения.

На втором этапе, в предположении о нормальном законе распределения случайных погрешностей термопарного измерения температуры с помощью датчика случайных чисел, в зависимость $T_1(t)$ в точке, расположенной на расстоянии h от излучающей поверхности, были внесены возмущения, имитирующие погрешность измерений температуры с помощью термопар [20]. Разброс данных ΔT варьировался от ± 2 К до ± 10 К. На рис. 4 представлены возмущенные зависимости температуры на различной глубине.

Далее полученная зависимость $T_1(t)$ использована в качестве исходной экспериментальной информации для численного решения обратной задачи теплопроводности (5)–(8) с условием: $T(H - h) = T_1(t)$, $0 \leq t \leq t_k$. Для времени остывания образца $t_k = 120$ с искомое значение интегрального коэффициента излучения для температуры излучающей поверхности 1000 К определено путем сопоставления вычисленных $T_1^*(t)$ и экспериментальных $T_1(t)$ значений температуры в точке измерения температуры из минимума функционала (9).

В таблице приведены значения интегрального коэффициента излучения в зависимости от величины возмущения ΔT экспериментальной температуры в точках на различном расстоянии h от излучающей поверхности. Анализ приведенных данных показал, что при рассмотренной схеме измерений погрешность определения ε резко увеличивается при размещении измерительной точки на расстоянии $h > 10$ мм от излучающей поверхности ($\delta\varepsilon$ возрастает до $5 \div 20$ %).

На рис. 5 приведены зависимости $\delta\varepsilon$ при варьировании значений ΔT и h . Из приведенного графика следует, что минимальное значение относительной погрешности измерения интегрального коэффициента излучения ($\delta\varepsilon < 1,5$ %) достигается при размещении датчика

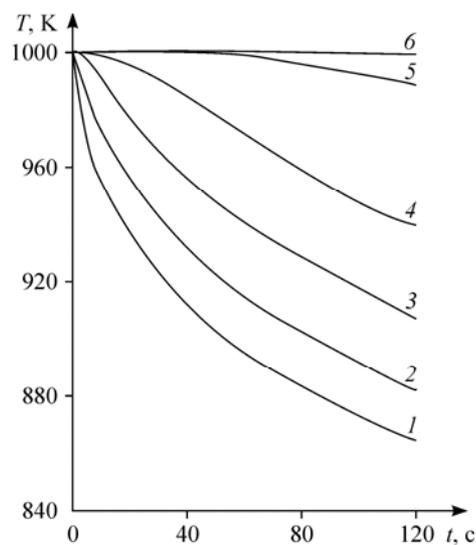


Рис. 3. Динамика изменения температурного поля в зависимости от расстояния до излучающей поверхности.

$h = 0$ (1), 2 (2), 5 (3), 10 (4), 25 (5), 40 (6) мм.

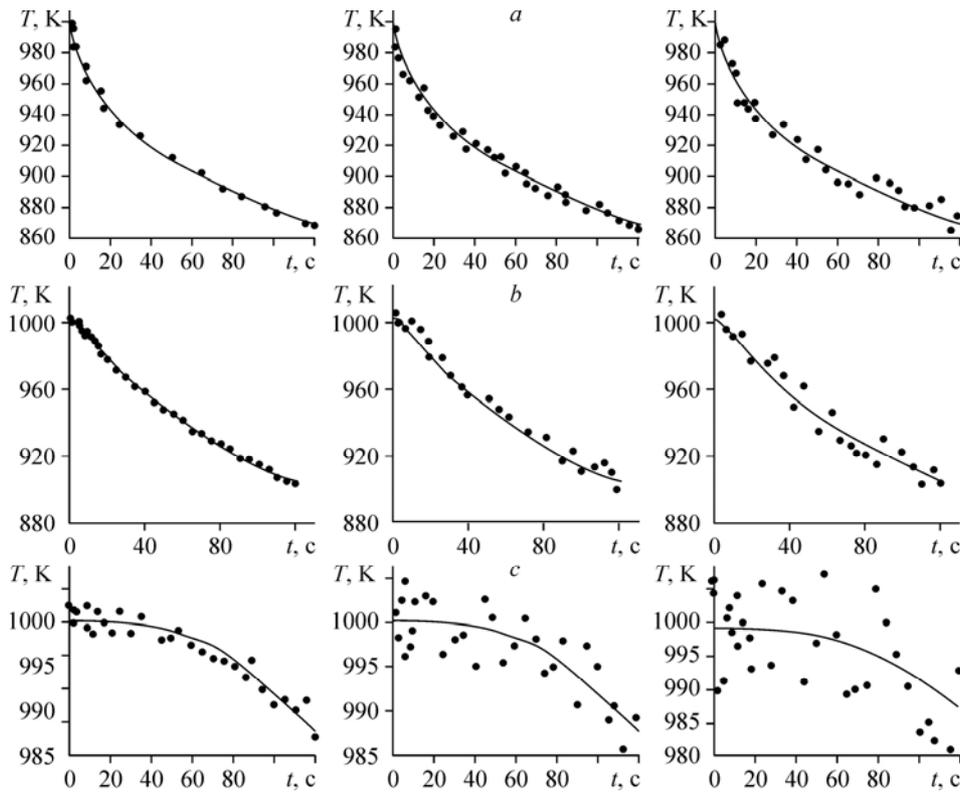


Рис. 4. Возмущение зависимости температуры от времени. Экспериментальные данные: $h = 1$ (a), 5 (b), 25 (c) мм.

$\Delta T = \pm 2$ (левый столбец), ± 5 (по центру), ± 10 (правый столбец) К.

Таблица

Интегральный коэффициент излучения пирографита $T_0 = 1000$ К

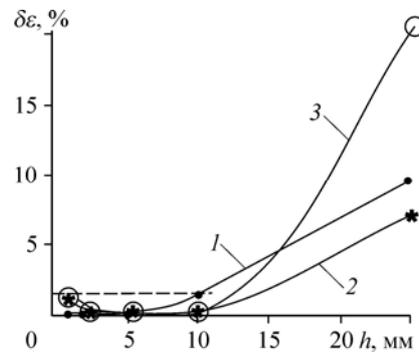
$\Delta T, \text{K}$	h, mm				
	1	2	5	10	25
± 2	$0,834 \pm 0,001$	$0,835 \pm 0,001$	$0,832 \pm 0,001$	$0,84 \pm 0,01$	$0,9 \pm 0,1$
± 5	$0,82 \pm 0,01$	$0,835 \pm 0,001$	$0,832 \pm 0,001$	$0,835 \pm 0,001$	$0,89 \pm 0,07$
± 10	$0,82 \pm 0,01$	$0,832 \pm 0,001$	$0,833 \pm 0,001$	$0,81 \pm 0,01$	$1,0 \pm 0,2$

температуры на расстоянии $h \leq 10$ мм от излучающей поверхности. Данный уровень погрешности отмечен пунктирной линией на рис. 5. Локальное возрастание $\delta\varepsilon$ при $h = 1$ мм может быть вызвано факторами, связанными с внесением случайных возмущений в исходную экспериментальную зависимость $T_1(t)$.

Как следует из результатов численного эксперимента, предлагаемый способ позволяет повысить точность измерения интегрального коэффициента излучения поверхности материалов с низкой теплопроводностью за счет учета неравномерного температурного поля в образце.

Рис. 5. Зависимость относительной погрешности измерения интегрального коэффициента излучения $\delta\varepsilon$ от погрешности измерения температуры.

$\Delta T = \pm 2$ (1), ± 5 (2), ± 10 (3) К.



Оценка вклада конвективной составляющей

Проведем оценку вклада конвективной составляющей в теплообмен в процессе остывания образца при различной температуре окружающей среды.

Как было отмечено выше, использование уравнения теплового баланса (2) справедливо в предположении о пренебрежимо малом вкладе конвективного теплообмена в тепловой поток [3]. Масштабы вклада лучистой и конвективной составляющих теплообмена в тепловой поток проанализированы при остывании медного сферического образца в условиях криогенной и комнатной температуры путем сравнения величин коэффициентов лучистой α_r и конвективной α_{conv} теплоотдачи.

Коэффициент лучистой теплоотдачи определяется по формуле:

$$\alpha_r = \varepsilon \sigma \cdot 10^8 / 100 (T_c / 100)^3 \left[1 + (T / T_c)^2 \right] \left[1 + T / T_c \right].$$

Коэффициент конвективной теплоотдачи определялся по числу Нуссельта $\text{Nu} = \alpha_{\text{conv}} \cdot l / \lambda$ для свободной конвекции [21]:

$$\text{Nu} = B (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n. \quad (10)$$

Из соотношения (10) следует: $\alpha_{\text{conv}} = B (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n \lambda / l$, где $\text{Gr} = (g \cdot l^3 \cdot \beta / \nu^2) (T - T_c)$ — число Грасгофа, $\text{Pr} = \nu / a$ — число Прандтля, g — ускорение свободного падения, l — характерный геометрический размер, λ , a , ν , β — коэффициенты теплопроводности, температуропроводности, кинематической вязкости и объемного расширения воздуха при температуре T_c . Значения входящих в (10) констант B и n определяются диапазоном изменения комплекса $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})$ в зависимости от режима течения воздуха в пограничном слое [1].

Анализ полученных результатов показал, что при остывании медного образца при $T_c = 300$ К в диапазоне температур излучающей поверхности $T_0 \in [800 \text{ К}; 1000 \text{ К}]$ теплоотдача за счет конвекции составляет менее 10 %. В условиях криогенного охлаждения теплоотдача за счет конвекции составляет менее 10 % в более широком диапазоне температур излучающей поверхности — $T_0 \in [500 \text{ К}; 1000 \text{ К}]$.

На рис. 6 показаны отношения коэффициентов конвективной и лучистой теплоотдачи для различных значений начальных температур T_0 излучающей поверхности образца.

На рис. 7 приведены величины плотности лучистого теплового потока q_r в выделенных диапазонах температуры излучающей поверхности при различных температурах охлаждающей среды T_c .

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при криогенном охлаждении образца и при охлаждении при комнатной температуре в диапазоне температур излучающей

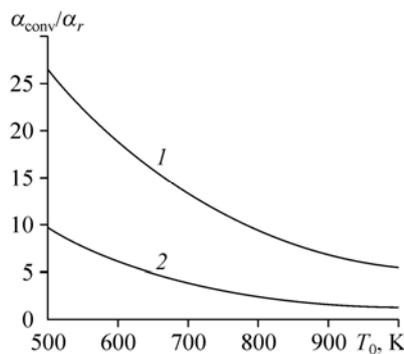


Рис. 6. Отношение коэффициентов конвективной и лучистой теплоотдачи при остывании медного образца. $T_c = 300$ (1), 90 (2) К.

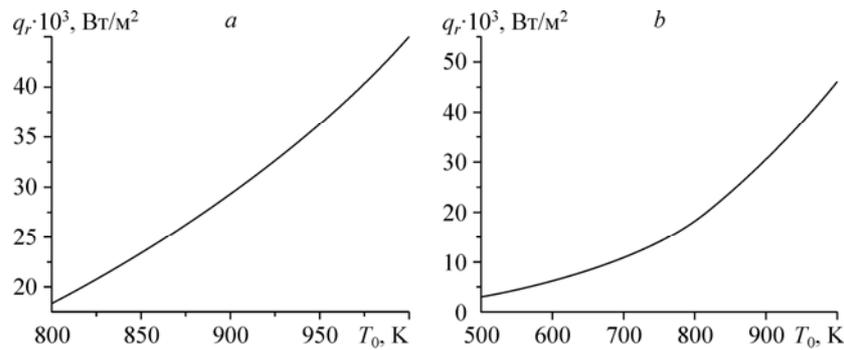


Рис. 7. Зависимость плотности лучистого теплового потока от температуры поверхности образца.
 $T_c = 300$ (a), 90 (b) К.

поверхности $T_0 \in [800 \text{ К}; 1000 \text{ К}]$ величины плотности лучистого теплового потока q_r , практически совпадают.

Заключение

- Проведен обзор и анализ современных и классических методов измерения интегрального коэффициента излучения применительно к теплозащитным и теплоизоляционным материалам в диапазоне температур, близких к температурам термодеструкции.
- Предложен модифицированный нестационарный метод измерения интегрального коэффициента излучения поверхности конструкционных материалов с низкой теплопроводностью (например, ТЗМ) в диапазоне температур, близких к температуре термодеструкции. Повышение точности измерений в указанных условиях достигается с помощью использования аппарата обратных задач теплопроводности за счет учета неравномерности температурного поля в образце теплозащитного материала. Обоснована возможность проводить измерения модифицированным нестационарным методом без вакуумирования камеры (рис. 2).
- Для корректного использования метода регулярного теплового режима при измерении интегрального коэффициента теплового излучения материалов в условиях остывания при отличных от криогенных температурах охлаждающей воздушной среды выделен диапазон температур излучающей поверхности образца, обеспечивающий вклад конвективной составляющей в теплообмен с окружающей средой менее 10 %.
- Проведен численный эксперимент по определению интегрального коэффициента излучения модифицированным нестационарным методом, результаты которого позволили сформулировать требования к условиям измерений.

Список обозначений

B — константа,
 D — диаметр,
 H — высота,
 Q — интенсивность излучения, полный тепловой поток во всем спектре теплового излучения,
 R — радиус,
 S — поверхность,
 T — абсолютная температура,
 a — коэффициент температуропроводности,

r — радиальная координата,
 t — время,
 x — продольная координата,
 Φ — функционал,
 α — коэффициент теплоотдачи,
 β — коэффициент объемного расширения,
 $\delta\varepsilon$ — относительная погрешность измерения интегрального коэффициента излучения,
 ε — интегральный коэффициент излучения,

c — удельная теплоемкость,	λ — коэффициент теплопроводности,
g — ускорение свободного падения,	ν — коэффициент кинематической вязкости,
h — расстояние от излучающей поверхности на котором размещена термopара,	ρ — плотность,
l — характерный геометрический размер,	σ — постоянная Стефана–Больцмана,
m — масса,	$Gr = g \cdot l^3 \cdot \beta / \nu^2$ — число Грасгофа,
q — плотность теплового потока,	$Nu = \alpha_{conv} \cdot l / \lambda$ — число Нуссельта,
	$Pt = \nu / a$ — число Прандтля.

Индексы

e — эталон,	conv — конвективный теплообмен,
c — окружающая среда,	k — конечное значение параметров,
	r — лучистый теплообмен.

Список литературы

1. Лыков А.В. Теплообмен: Справочник. М.: Энергия, 1978. 480 с.
2. Рубцов Н.А. Теплообмен излучением в сплошных средах. Новосибирск: Наука, 1984. 277 с.
3. Излучательные свойства твердых материалов: справочник / Под общ. ред. А.Е. Шейнцлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.
4. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
5. Гува А.Я. Краткий теплофизический справочник. Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. 300 с.
6. Полежаев Ю.В., Шишков А.А. Газодинамические испытания тепловой защиты: справочник. М.: Промедж, 1992. 248 с.
7. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
8. Архипов В.А., Жарова И.К., Кузнецов В.Т., Татарничева О.С., Гольдин В.Д. Измерение коэффициента излучения поверхности конструкционных и теплоизоляционных материалов // Ползуновский вестник, 2010. № 4–1. С. 233–236.
9. Архипов В.А., Жарова И.К. Анализ методов измерения интегрального коэффициента теплового излучения // Мат-лы Всеросс. конф. «XXIX Сибирский теплофизический семинар», 15–17 ноября 2010 г., Новосибирск, 2010. CD. 15 с.
10. Пелецкий В.Э., Дружинин В.П. Экспериментальное исследование интегральной полусферической степени черноты молибдена в области высоких температур // ТВТ. 1969. Т. 7, № 1. С. 65–70.
11. Пелецкий В.Э., Дружинин В.П., Соболев Я.Г. Степень черноты, тепло- и электропроводность переплавленного циркония в области высоких температур // ТВТ. 1970. Т. 8, № 4. С. 774–779.
12. Агабабов С.Г. Метод измерения коэффициента черноты твердых тел в интервале температур 100–500 °С // Теплоэнергетика. 1962, № 3. С. 71–72.
13. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М.: Наука, 1968. 236 с.
14. Butler C.P., Jenkins R.J. Measurement of Thermal Radiation Properties of Solids / Ed. J.C. Richmond. Wash.: D. C. NASA SP-31, 1963. 127 p.
15. Заявка 2011131606 РФ от 27.07.2011 г. Способ измерения интегрального коэффициента излучения поверхности теплозащитных материалов / Архипов В.А., Гольдин В.Д., Жарова И.К., Куриленко Н.И. Заявл. 27.07.2011.
16. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. 280 с.
17. Тихонов А.Н., Кальнер В.Д., Гласко В.Б. Математическое моделирование технологических процессов и метод обратных задач в машиностроении. М.: Машиностроение, 1990. 254 с.
18. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое. Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы // Приложение к «Журналу вычислительной математики и математической физики». 1964. № 4. С. 309–325.
19. Гольдин В.Д., Ёркина Е.В. Применение метода И.В. Петухова к решению задачи Коши и краевой задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 4. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2001. С. 56–58.
20. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент. Справочник / Под общ. ред. чл.-корр. РАН А.В. Клименко и проф. В.М. Зорина. М.: Изд-во МЭИ, 2001. 564 с.
21. Исаев С.И., Кожин И.А., Кофанов В.И., Леонтьев А.И., Миронов Б.М. Теория теплообмена: учебник для вузов / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высш. школа, 1979. 495 с.

Статья поступила в редакцию 29 сентября 2011 г.,
после доработки — 19 декабря 2011 г.