

Мь о Т а н, К. П. Б а с л ы к,  
В. А. Т о в с т о н о г, В. Н. Е л и с е е в

## **АЛГОРИТМ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННО- КОНДУКТИВНОГО ТЕПЛОБМЕНА В УСТАНОВКАХ С ГАЗОРАЗРЯДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Рассмотрена математическая модель и алгоритм расчета радиационно-кондуктивного теплообмена в установках с газоразрядными источниками излучения. Показана возможность использования предлагаемого алгоритма для решения ряда практических задач тепловых испытаний функционально неразрушаемых материалов.*

За последние десятилетия создано большое количество новых конструкционных материалов. Особое место среди них занимают материалы для конструкций летательных аппаратов (ЛА) различного назначения, предназначенные для работы в условиях больших тепловых нагрузок [1–7] без потери прочности и несущей способности.

Тепловые испытания таких функционально неразрушаемых материалов часто проводят на стендах радиационного нагрева с использованием трубчатых инфракрасных и газоразрядных источников излучения [8–13]. На таких стендах удается нагревать образцы материалов достаточно больших размеров, что исключает влияние краевых эффектов на свойства испытываемого материала.

Достижимая плотность потока падающего излучения на стендах с галогенными (инфракрасными) лампами накаливания (ГЛН) ограничена значениями  $100 \dots 120 \text{ Вт/см}^2$  [8]. Более высокий уровень плотности потока излучения обеспечивается на стендах радиационного нагрева с водоохлаждаемыми газоразрядными источниками излучения (ГИИ) [14]. Указанные источники имеют меньшую инерционность по сравнению с ГЛН, а размер поверхности нагрева зависит лишь от располагаемой мощности стенда.

Практическое использование ГИИ в целях тепловых испытаний связано с некоторыми особенностями, которые отличают их от ГЛН. По ряду причин расположение ГИИ над поверхностью объекта испытаний отличается заметной дискретностью, расстояние между осями трубчатых ГИИ обычно ограничено значениями  $40 \dots 50 \text{ мм}$ , что приводит к неравномерному распределению потока падающего излучения на нагреваемой поверхности, что отчасти сглаживается при наличии отражающего экрана и уменьшается с увеличением расстояния от источников до поверхности, но в последнем случае уменьшается и плотность потока падающего на нее излучения [15].

Другая особенность ГИИ состоит в том, что в отличие от ГЛН основная энергия их излучения сосредоточена в области более коротких длин волн. Кроме того, ГИИ, работающие в форсированном по мощности режиме для обеспечения более высоких темпов нагрева, имеют относительно небольшой ресурс работы.

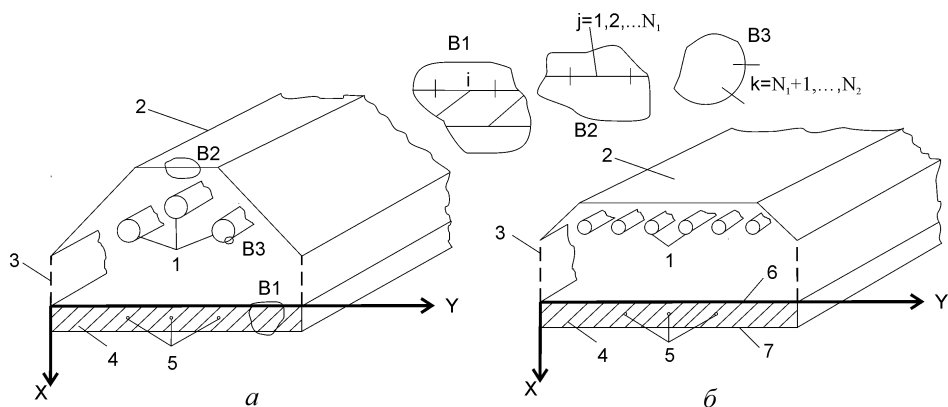
Принципиальные схемы стенов и нагревательных устройств для исследования свойств высокотемпературных материалов и теплонагруженных элементов конструкций ЛА, в которых используются ГИИ, представлены в работах [8, 10–13, 16]. Детальное исследование основных характеристик ГИИ и блоков излучателей на их основе приведено в работе [14]. В этой, а также в ряде других работ [17, 18] рассмотрены вопросы выбора программы испытаний объектов в различных условиях тепловых воздействий. Имеется достаточно хорошо разработанный математический аппарат определения теплофизических свойств конструкционных материалов на основе результатов теплового эксперимента и решения обратных задач радиационно-кондуктивного теплообмена (РКТ) [19, 20].

Несмотря на очевидные успехи в рассматриваемой области тепловых испытаний, остается нерешенной проблема их алгоритмического и программного обеспечения. В частности, существующие математические модели сопряженных задач РКТ в установках с ГИИ и алгоритмы для их решения, как правило, не учитывают особенностей влияния спектрально-селективных характеристик излучения на температурное поле нагреваемых изделий. Отсутствуют обоснованные критерии идентичности температурных полей объектов испытаний, определяемых с использованием спектральных и интегральных характеристик излучения. Отсутствует также теоретическое обоснование возможности устранения неравномерности температурного поля испытываемого объекта путем целенаправленного изменения оптических свойств его поверхности. Обычно такая неравномерность является следствием дискретного расположения источников излучения над нагреваемой поверхностью и крайне нежелательна при проведении экспериментов по определению теплофизических и других характеристик материалов.

Цель настоящей работы — описание алгоритма решения сопряженной задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в установках с газоразрядными источниками излучения с учетом спектральных характеристик нагреваемой поверхности и самих источников излучения.

Схемы тепловых испытаний плоских образцов материалов, нагреваемых ГИИ, приведены на рис. 1.

В рассматриваемых геометрических системах форма экрана может быть различной, а число источников излучения равно одному или кратно трем. Для условных поверхностей принимается:  $A = 1$  — поглощательная способность;  $T = 0$  — температура. В процессе испытаний температура экрана 2 и условных поверхностей 3



**Рис. 1. Схема тепловых испытаний образцов материалов:**

*а* — система **а** с тремя ГИИ; *б* — система **б** с шестью ГИИ; 1 — водоохлаждаемые ГИИ трубчатой формы; 2 — водоохлаждаемый экран; 3 — условные поверхности, замыкающие системы **а**, **б**; 4 — испытуемый образец; 5 — термопары; 6 — нагреваемая поверхность образца; 7 — тыльная поверхность образца

поддерживается постоянной, а температура образца 4 материала является функцией времени и координат  $X$  и  $Y$ . На внешних поверхностях трубчатых ГИИ задана спектральная плотность потока излучения.

Для расчета радиационного теплообмена используется зональный метод, в соответствии с которым все поверхности в системах (см. рис. 1) представлены совокупностью элементарных площадок ( $N_1$  — число элементарных площадок нагреваемой и ограждающих поверхностей,  $N_2$  — число элементарных площадок источников излучения), между которыми происходит теплообмен вследствие излучения через диатермичную среду. Учитывается наличие непрозрачных цилиндрических поверхностей ГИИ на пути излучения между отдельными участками поверхностей системы.

Рассмотрим математическую модель, которая позволяет на каждом временном шаге рассчитать потоки излучения, падающие на поверхность нагреваемого плоского образца. Она представляет собой систему уравнений для определения спектральных потоков излучения, падающих на все выделенные  $i$ -е площадки замкнутой геометрической системы поверхностей **а** или **б**:

$$\begin{aligned}
 Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) &= \sum_{j=1}^{N_1} Q_j^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^{N_2} Q_k^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{k,i} = \\
 &= \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{соб.о}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{j=1}^{N_1} [1 - A_j(\Lambda)] Q_j^{\text{пад}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \\
 &+ \sum_{k=N_1+1}^{N_2} Q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda) \varphi_{k,i} + \sum_{k=N_1+1}^{N_2} [1 - A_k(\Lambda)] Q_k^{\text{пад}}(\Lambda) \varphi_{k,i}, \quad i=1, \dots, N_1+N_2
 \end{aligned} \tag{1}$$

и спектрального потока результирующего излучения  $i$ -й площадки

$$Q_i^{\text{рез}}(\Lambda) = q_i^{\text{рез}}(\Lambda)F_i = A_i(\Lambda)Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) - \varepsilon_i(\Lambda)Q_i^{\text{соб}}(\Lambda). \quad (2)$$

Здесь  $Q_j^{\text{соб.о}}(\Lambda)$  — спектральный поток собственного излучения  $j$ -й площадки  $F_j$  нагреваемого объекта, характеризуемый функцией Планка  $B_j(\Lambda, T_{\text{п}})$ ,

$$Q_j^{\text{соб.о}}(\Lambda) = q_j^{\text{соб.о}}(\Lambda)F_j = \frac{C_1 F_j}{\Lambda^5 \left( e^{\frac{C_2}{\Lambda T_j}} - 1 \right)}; \quad (3)$$

$Q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda)$  — спектральный поток собственного излучения участка поверхности  $F_k$ , расположенного на источнике излучения,

$$Q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda) = q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda)F_k; \quad (4)$$

$q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda)$  — спектральная плотность потока собственного излучения поверхности источника;  $\varphi_{j,i}$  и  $\varphi_{k,i}$  — диффузные угловые коэффициенты, определяемые с учетом возможного затенения одних площадок другими;  $A_i, A_k$  — поглощательная способность ГИИ и экрана;  $\varepsilon_i$  — излучательная способность.

Интегральные потоки падающего и результирующего излучений определяются по формулам:

$$Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) = \sum_{n=1}^m Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_n)\Delta\Lambda_n, \quad (5)$$

$$Q_i^{\text{рез}}(\Lambda) = \sum_{n=1}^m Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_n)\Delta\Lambda_n, \quad (6)$$

где  $n$  — число полос в спектре излучения;  $\Delta\Lambda_n$  — ширина  $n$ -й спектральной полосы.

Найденные из решения системы уравнений (1)–(6) потоки падающего (или результирующего) излучений используются далее в итерационной процедуре в качестве одного из граничных условий при расчете нестационарного температурного поля плоского многослойного образца материала. Математическая модель для определения его температурного состояния, в основе которой лежит метод конечных элементов, предложена в работе [21].

В начальный момент времени температуры всех поверхностей рассматриваемой системы считаются заданными; со временем изменяется только температура поверхности нагреваемого образца; температура водоохлаждаемых экранов считается постоянной.

Принципиальная особенность системы уравнений (1)–(6) состоит в том, что неизвестные в ней потоки падающего излучения включают в себя одновременно совокупность прямого  $Q_i^{\text{пад}1}(\Lambda)$  и отраженного

$Q_i^{\text{пад}2}(\Lambda)$  излучений газоразрядных источников, а также собственного излучения  $Q_i^{\text{пад}3}(\Lambda)$  нагреваемой поверхности, отраженного от других поверхностей. При этом спектры ГИИ и собственного излучения поверхности образца различны.

Спектр излучения ГИИ весьма незначительно “деформируется” при изменении режима нагрева образца (управляемый нагрев) или остается неизменным, если режим работы источников (их мощность) во времени не изменяется. Изменение спектра трубчатых ГИИ с ксеноновым наполнением при увеличении их мощности в диапазоне длин волн 300. . . 700 нм имеет эквидистантный характер; небольшое “пиковое” возрастание спектральной интенсивности излучения наблюдается в полосах 800. . . 850 нм и 850. . . 950 нм [22]. Спектр собственного излучения поверхности зависит от ее температуры и изменяется по мере нагревания образца. В результате указанной итерационной процедуры расчета определяются лишь суммарные потоки падающего излучения

$$Q_i^{\text{пад}\Sigma}(\Lambda) = Q_i^{\text{пад}1}(\Lambda) + Q_i^{\text{пад}2}(\Lambda) + Q_i^{\text{пад}3}(\Lambda). \quad (7)$$

Вместе с тем, в ряде случаев, например, при проектировании излучателя (выбор формы экрана, выбор пространственного расположения источников, расстояния между ними и пр.), представляет интерес знание отдельных составляющих баланса суммарного падающего потока. Эти же сведения необходимы для уточнения математической модели решения задачи РКТ на основе интегральных характеристик излучения.

В связи с этим используется следующий алгоритм решения поставленной задачи, предусматривающий последовательное определение отдельных составляющих падающего потока излучения и температурного состояния испытываемого образца.

В начальный момент времени температура нагреваемой поверхности мала и выполняется неравенство

$$\sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_1(\Lambda) Q_i^{\text{соб.о}}(\Lambda) \varphi_{j,i} \ll \sum_{k=N_1+1}^{N_2} Q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda) \varphi_{k,i}. \quad (8)$$

Из решения системы уравнений (1) с учетом неравенства (8) определяются потоки падающего излучения, соответствующие сумме

$$Q_i^{\text{пад}1}(\Lambda) + Q_i^{\text{пад}2}(\Lambda). \quad (9)$$

Вследствие малой инерционности ГИИ сумма (9) и ее слагаемые, найденные в начальный момент времени, остаются в дальнейшем неизменными при условии, что мощность источников не регулируется. После определения потоков излучения (9) на этом же временном шаге сумма

$$\sum_{k=N_1+1}^{N_2} Q_k^{\text{соб.и}}(\Lambda) \varphi_{k,j}$$

принимается равной нулю (ГИИ условно выключаются) и из решения системы (1) находятся потоки падающего излучения, обусловленные собственным излучением нагреваемой поверхности  $Q_i^{\text{пад}^3}(\Lambda)$ .

Полученные таким образом потоки (9) и  $Q_i^{\text{пад}^3}(\Lambda)$  складываются и вычисляются потоки спектрального результирующего излучения (2). После этого рассчитывается температурное поле нагреваемого образца и значение температуры на его поверхности. Указанная процедура повторяется в итерационном процессе решения сопряженной задачи РКТ до достижения заданного момента времени.

При необходимости выделения из суммы потоков (9) падающего потока в виде прямого излучения ГИИ  $Q_i^{\text{пад}^1}(\Lambda)$  рассматривается вариант расчета без экрана, а значение поглощательной способности поверхности ГИИ  $A_k(\Lambda)$  принимается равным единице.

Результаты расчетов в диапазоне мощностей ГИИ, характерных для тепловых испытаний материалов, показывают, что вклад  $Q_i^{\text{пад}^3}(\Lambda)$  в баланс падающих потоков становится заметным при температурах нагреваемой поверхности выше 1000 К.

В расчетах тепловых режимов образцов, испытываемых в условиях радиационного нагрева, применяются методы, основанные на использовании спектральных или интегральных характеристик излучения. Расчеты с использованием интегральных характеристик экономичнее по затратам времени, но при этом необходимо соблюдать определенные условия, обеспечивающие идентичность температурных полей, найденных тем и другим методом. Достаточным условием идентичности температурных полей в нагреваемом образце при прочих одинаковых условиях теплообмена может служить равенство потоков результирующего излучения на его фронтальной (нагреваемой) поверхности, рассчитанных с использованием спектральных ( $Q_{\text{сп}i}^{\text{рез}}$ ) и интегральных ( $Q_{\text{ин}i}^{\text{рез}}$ ) характеристик излучения:

$$Q_{\text{сп}i}^{\text{рез}}(\tau) = Q_{\text{ин}i}^{\text{рез}}(\tau), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (10)$$

или равенства их плотностей, если  $F_1 = F_2 = \dots = F_n$ :

$$q_{\text{сп}i}^{\text{рез}}(\tau) = q_{\text{ин}i}^{\text{рез}}(\tau). \quad (11)$$

Используя введенные ранее определения составляющих баланса падающих потоков с учетом возможности конвективного теплообмена на фронтальной поверхности, имеем

$$q_{\text{сп}i}^{\text{рез}}(\tau) = \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_1(\Lambda) q_i^{\text{пад}^1}(\Lambda, \tau) d\Lambda + \\ + \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_2(\Lambda) q_i^{\text{пад}^2}(\Lambda, \tau) d\Lambda + \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_3(\Lambda) q_i^{\text{пад}^3}(\Lambda, \tau) d\Lambda -$$

$$- \int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} \varepsilon_i(\Lambda) B[\Lambda, T_{\text{ни}}(\tau)] d\Lambda - \alpha_2 [T_{\text{ни}}(\tau) - T_c]; \quad (12)$$

$$q_{\text{ни}}^{\text{рез}}(\tau) = \tilde{A}_{1,i}(\tau) q_i^{\text{пад1}}(\tau) + \tilde{A}_{2,i}(\tau) q_i^{\text{пад2}}(\tau) + \tilde{A}_{3,i}(\tau) q_i^{\text{пад3}}(\tau) - \tilde{\varepsilon}_i [T_{\text{ни}}(\tau)] B [T_{\text{ни}}(\tau)] - \alpha_2 [T_{\text{ни}}(\tau) - T_c]. \quad (13)$$

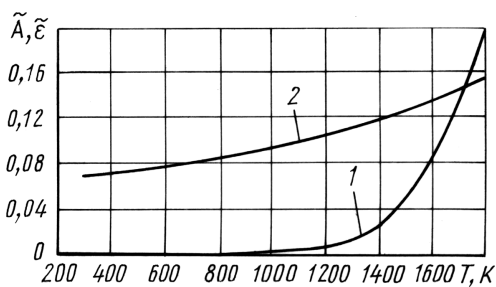
Полагая, что для выполнения условия (11) необходимо равенство соответствующих слагаемых в правых частях уравнений (12) и (13), получаем следующие выражения для определения интегральных характеристик излучения:

$$\tilde{A}_{1,i}(\tau) = \frac{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_1(\Lambda) q_i^{\text{пад1}}(\Lambda, \tau) d\Lambda}{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} q_i^{\text{пад1}}(\Lambda, \tau) d\Lambda}; \quad (14)$$

$$\tilde{A}_{2,i}(\tau) = \frac{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_2(\Lambda) q_i^{\text{пад2}}(\Lambda, \tau) d\Lambda}{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} q_i^{\text{пад2}}(\Lambda, \tau) d\Lambda}; \quad (15)$$

$$\tilde{A}_{3,i}(\tau) = \frac{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_3(\Lambda) q_i^{\text{пад3}}(\Lambda, \tau) d\Lambda}{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} q_i^{\text{пад3}}(\Lambda, \tau) d\Lambda} = \frac{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} A_3(\Lambda) B[\Lambda, T_{\text{ни}}(\tau)] d\Lambda}{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} B[\Lambda, T_{\text{ни}}(\tau)] d\Lambda}; \quad (16)$$

$$\tilde{\varepsilon}_i [T_{\text{ни}}(\tau)] = \frac{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} \varepsilon_i(\Lambda) B[\Lambda, T_{\text{ни}}(\tau)] d\Lambda}{\int_{\Lambda^{(1)}}^{\Lambda^{(2)}} B[\Lambda, T_{\text{ни}}(\tau)] d\Lambda}. \quad (17)$$



**Рис. 2.** Зависимость интегральных значений поглощательной  $\tilde{A}_3(\tau)$  (1) и излучательной  $\tilde{\varepsilon}_3[T_{ni,i}(\tau)]$  (2) способностей поверхности молибдена от температуры (значения  $A(\lambda)$  и  $\varepsilon(\lambda)$  для расчета интегральных характеристик заимствованы из работы [21])

источника. На это обстоятельство впервые обращено внимание в работе [17], где указано на зависимость интегральной отражательной способности ( $\tilde{R} = 1 - \tilde{A}$ ) от температуры нити накала  $T_n(\tau)$  ГЛН и рекомендовано учитывать реальное изменение спектра источника излучения при программированном нагреве объектов, имеющих спектрально-селективные свойства.

Интегральные характеристики  $\tilde{A}_3(\tau)$  и  $\tilde{\varepsilon}_3[T_{ni,i}(\tau)]$  зависят от температуры  $T_{ni,i}(\tau)$ , значение которой связано с условиями теплообмена в системе нагревательное устройство–объект испытаний. Для иллюстрации этого положения на рис. 2 представлены зависимости  $\tilde{A}_3(\tau)$  и  $\tilde{\varepsilon}_3[T_{ni,i}(\tau)]$  от температуры нагреваемой поверхности.

Если условия теплообмена на тыльной стороне образца материала сохраняются неизменными, то расчет его температурного поля с использованием интегральных характеристик (14)–(17) обеспечивает его идентичность с температурным полем, полученным на основе спектральных характеристик излучения. Это подтверждают результаты расчета температурного поля, полученные двумя указанными способами (рис. 3) в момент времени  $\tau = 180$  с для следующих исходных данных: толщина теплоизолированной с тыльной стороны пластины из молибдена  $h = 5$  мм; ее ширина 300 мм; плотность потока излучения на поверхности каждого из шести ГИИ  $q_k^{cоб.и} = 450$  Вт/см<sup>2</sup>; расстояние от фронтальной поверхности до оси источников 50 мм и до плоского экрана 100 мм; расстояние между осями ГИИ 50 мм; коэффициент теплоотдачи на поверхности  $\alpha_2 = 20$  Вт/(м<sup>2</sup>·К); температура среды и начальная температура образца  $T_{cp} = T_{нач} = 293$  К; излучательные способности поверхности источников излучения и экрана равны  $\varepsilon_{и} = 0,9$  и  $\varepsilon_{эк} = 0,3$ .

Условие (11) выполняется, а различие двух температурных зависимостей составляет не более 0,4 %.

Если при отражении от экрана и других поверхностей системы (см. рис. 1) спектр излучения не изменяется, а режим его работы остается постоянным во времени, то можно принять  $\tilde{A}_1 = \tilde{A}_2$ .

В другом частном случае, когда спектр излучения изменяется в процессе работы источника, например в режиме регулирования мощности, из формул (14)–(16) следует, что интегральные поглощательные способности зависят от режима работы



Изменение отдельных составляющих плотности падающего потока по фронтальной поверхности для момента времени  $\tau = 3$  с приведено на рис. 4.

Оценка правильности выбранной математической модели расчета проводилась сравнением результатов расчета и эксперимента [15]. В указанной работе рассматривался нагрев пластины из материала со свойствами “серого” тела ( $\varepsilon = A = 0,7$ ). Результаты сравнения показаны на рис. 5.

Основа различных способов выравнивания температурного поля нагреваемого объекта, у которого неравномерность температуры связана с дискретным расположением ГИИ, — это выравнивание плотности потока результирующего излучения. Для образцов материалов с оптическими свойствами нагреваемой поверхности с соответствующими

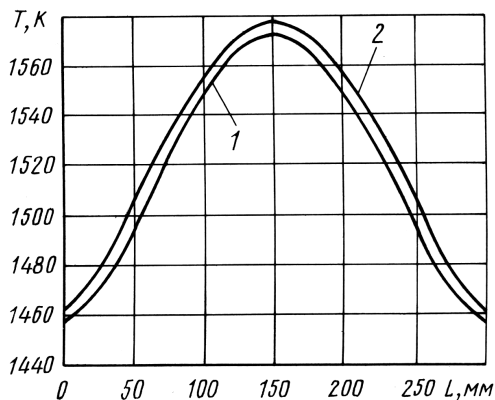


Рис. 3. Распределение температуры по поверхности пластины

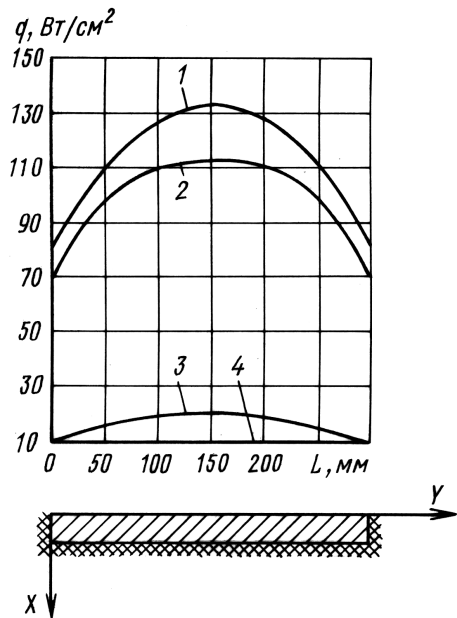


Рис. 4. Распределение составляющих баланса плотности падающего потока по поверхности нагреваемого образца в момент времени  $\tau = 3$  с:

1, 2, 3 и 4 соответственно  $q_{\text{пад, сум}}$ ,  $q_{\text{пад1}}$ ,  $q_{\text{пад2}}$ ,  $q_{\text{пад3}}$

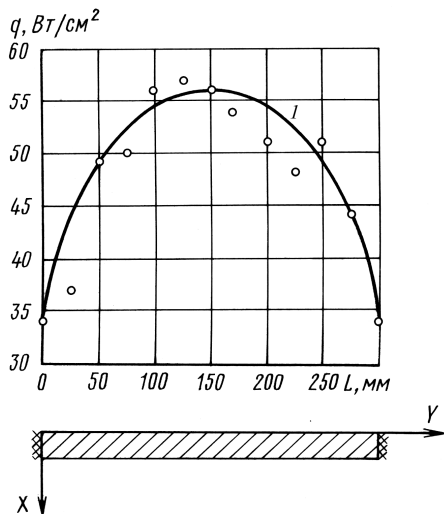


Рис. 5. Распределение плотности потока поглощенного падающего излучения на поверхности пластины:

1 — расчетная кривая;  $\circ$  — результаты эксперимента

щими свойствами “серого” тела

$$q^{\text{рез}}(y, \tau) = \tilde{A}(y)q^{\text{пад}}(y, \tau) - \tilde{\varepsilon}(y)q^{\text{соб}}(y, \tau), \quad (18)$$

где  $\tilde{A}(y) = \tilde{\varepsilon}(y)$ .

Когда оптические свойства поверхности не зависят от координаты  $y$ , то  $\tilde{A} = \tilde{\varepsilon}$  и

$$q^{\text{рез}}(y, \tau) = \tilde{A}q^{\text{пад}}(y, \tau) - \tilde{\varepsilon}q^{\text{соб}}(y, \tau). \quad (19)$$

В этом случае существенное выравнивание плотности потока результирующего излучения может быть достигнуто путем изменения плотности потока падающего излучения за счет применения экрана соответствующей формы, иным расположением отдельных ГИИ над нагреваемой поверхностью или регулированием мощности отдельных источников. Вследствие изменения падающего потока в выражении (18) адекватно изменяется поток собственного излучения нагреваемой поверхности и происходит выравнивание  $q^{\text{рез}}(y, \tau)$ , что и определяет температурное состояние образца. В работе [15] показано, например, что использование в нагревательном устройстве из шести ГИИ экрана эллиптической формы приводит к максимальному отклонению (7%) падающего потока от его среднего значения, вместо 32% для плоского экрана, и в 1,5 раз увеличивает абсолютное значение  $q^{\text{пад}}$ .

Еще одним эффективным способом выравнивания температурного поля может быть целенаправленное изменение оптических характеристик поверхности (см. правую часть выражения (18)). Для неизменной во времени плотности потока падающего излучения

$$q^{\text{пад}}(y, \tau) = q^{\text{пад}}(y)$$

выбор соответствующей функции  $\tilde{A}(y)$  обеспечивает постоянное значение плотности поглощенного потока:

$$\tilde{A}(y)q^{\text{пад}}(y) = q^{\text{погл}} = \text{const.}$$

При умеренных значениях температуры поверхности второе слагаемое в правой части уравнения (18) не оказывает заметного влияния на величину  $q^{\text{рез}}(y, \tau)$  и температура поверхности образца материала практически одинакова для любого значения  $y$ . На рис. 6 в качестве примера приведена зависимость плотности потока падающего излучения, изменяющейся по координате  $y$  в соответствии с законом

$$q^{\text{пад}}(y) = q_{\text{max}} \sin(38,66y + 0,41),$$

где  $q_{\text{max}} = 15 \text{ Вт/см}^2$  и  $y$  в метрах, при нагреве плоского образца материала толщиной 10 мм со следующими свойствами:  $\rho = 1,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ;  $\lambda = 0,7 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ;  $C_p = 0,65 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$ .

На обеих поверхностях пластины имеет место конвективный теплообмен ( $\alpha = 10 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$  и  $T_{\text{ср}} = 293 \text{ К}$ ).

Рассматриваются два отличных друг от друга варианта задания оптических характеристик нагреваемой поверхности:  $\tilde{A} = \tilde{\varepsilon} = 0,2$  и  $\tilde{A}(y) = \tilde{\varepsilon}(y) = 0,2/\sin(38,66y + 0,41)$ . Последний вариант может быть реализован разбиением поверхности на достаточно узкие полосы и нанесением на них покрытий с соответствующими оптическими свойствами.

На рис. 7 видно, что второй вариант задания оптических характеристик обеспечивает более равномерное изменение температуры на нагреваемой поверх-

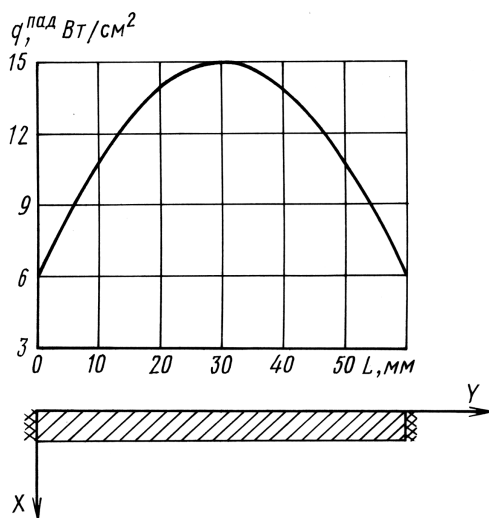


Рис. 6. Распределение плотности потока падающего излучения на поверхности пластины из керамики

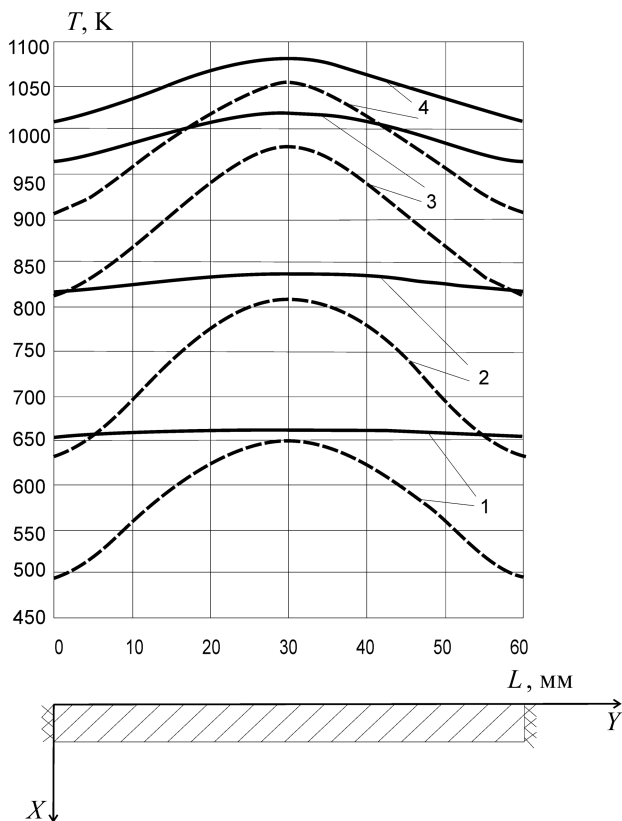
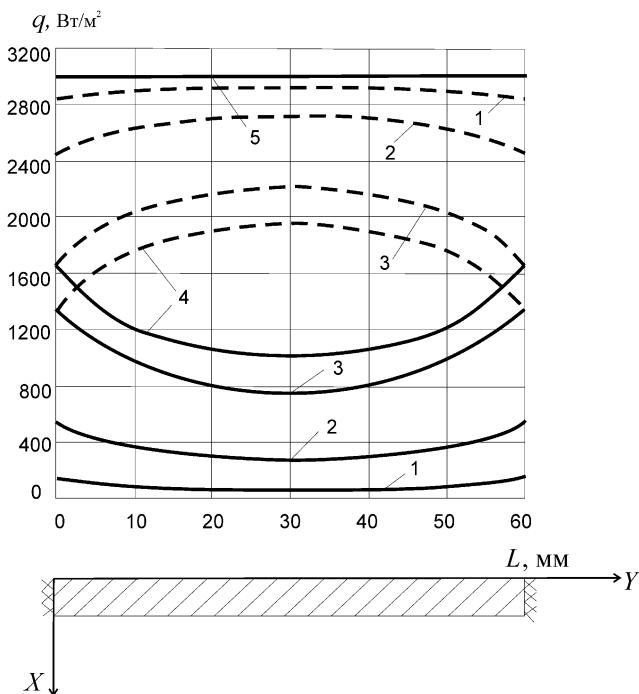


Рис. 7. Изменение температуры по фронтальной поверхности керамики для синусоидального распределения на ней потока падающего излучения: кривые 1, 2, 3, 4 — 100; 200; 400; 700 с соответственно; штриховые линии — расчет по варианту 1, сплошные — по варианту 2



**Рис. 8.** Изменение плотности потока собственного и результирующего излучений по фронтальной поверхности керамики при переменном падающем потоке: сплошные кривые 1–4 — плотность потока собственного излучения в моменты времени 100, 200, 400 и 700 с соответственно; штриховые кривые — плотность потока результирующего излучения в те же моменты времени; 5 — плотность потока поглощенного излучения

ности. При этом в начальный период нагрева ( $\tau = 100$  с) температура поверхности практически постоянна во всех ее точках. Указанное изменение температуры объясняется возрастанием вклада собственного излучения поверхности в результирующий поток (рис. 8). Увеличение температуры в центральной части пластины связано с более высоким значением в этой области потока результирующего излучения по сравнению с периферией. Наибольшее отличие температуры пластины от ее среднего значения через 700 с после начала процесса нагрева в первом варианте расчета составило 15 % и 6,6 % — во втором.

**Выводы.** 1. Рассмотрена модель и предложен алгоритм расчета РКТ, позволяющий определять отдельные составляющие баланса потоков излучения. Получаемые при этом результаты расчета могут быть использованы при выборе режима тепловых испытаний материалов, поиске рациональной формы экрана и пространственного расположения источников излучения.

2. Сформулировано граничное условие, адаптированное к решению сопряженной задачи РКТ в замкнутой системе тел с различными спектральными характеристиками излучения.

3. Показано, что целенаправленное изменение оптических свойств “серой” поверхности является эффективным способом выравнивания температурного поля, неравномерность которого связана с заданным распределением падающего потока излучения (см. рис. 6). Способ наиболее эффективен в интервале температур нагреваемой поверхности от 300 до 800 К при условии стабильности оптических свойств в этом интервале.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов. – М.: ЗАО “ТФ Мир”, 2003. – 671 с.
2. Демиденко Л. М. Высокоогнеупорные композиционные покрытия. – М.: Металлургия, 1979. – 216 с.
3. Конкин А. А. Углеродные и другие жаростойкие волокнистые материалы. – М.: Химия, 1974. – 375 с.
4. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник / Под ред. В.П. Соседова. – М.: Металлургия, 1975. – 335 с.
5. Назаров Г. И., Сушкин В. В. Теплоустойчивые пластмассы: Справочник. – М.: Машиностроение, 1980. – 207 с.
6. Сайфуллин Р. С. Физикохимия неорганических полимерных и композиционных материалов. – М.: Химия, 1990. – 240 с.
7. Калинин В. А., Буланов И. М. Прогрессивные материалы в машиностроении. – М.: Высш. шк., 1988. – 71 с.
8. Синярев Г. Б. Общие принципы и организация стендовых тепловых испытаний / Вопросы теплообмена и тепловых испытаний конструкций // Труды МВТУ № 392. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1982. – С. 3–16.
9. Зворыкин Д. Б., Александрова А. Т., Байкальцев Б. П. Отражательные печи инфракрасного нагрева. – М., 1985. – 176 с.
10. Теплофизический стенд для испытаний материалов и конструкций при радиационном нагреве / Г.Б. Синярев, В.Н. Елисеев, В.А. Товстоног и др. // Каталог “Машины, приборы, стенды”. – М.: Внешторгиздат, 1982. – 40 с.
11. Елисеев В. Н., Товстоног В. А., Чирин К. В., Селезнев В. А. Установка лучистого нагрева широкого применения // Вести АН БССР. Сер. “Физико-энергетические науки”. – 1990. – № 2. – С. 93–97.
12. Елисеев В. Н., Страхов В. Л., Товстоног В. А., Атаманов Ю. М. Экспериментальный комплекс для исследований процессов теплообмена и испытаний тепло- и огнезащитных материалов // Вестник МГТУ. Сер. “Машиностроение”. – 1999. – № 3. – С. 116–120.
13. Установка радиационного нагрева для испытаний теплонапряженных элементов конструкций и теплофизических исследований / В.Н. Елисеев, В.А. Товстоног, К.В. Чирин и др. // Проблемы функциональной диагностики газотурбинных двигателей и их элементов. Тез. докл. Межотраслевой конф. “Диагностика-90”. – Т. 2. – М.: ЦИАМ, 1990. – С. 143–144.
14. Елисеев В. Н., Товстоног В. А., Характеристики источников излучения и излучательных систем высокоинтенсивного нагрева // Вестник МГТУ. Сер. “Машиностроение”. – 2001. – № 4. – С. 3–32.
15. Синярев Г. Б., Елисеев В. Н., Белоногов Е. К., Соловов В. А. Расчет теплообмена при исследованиях теплового состояния конструкций / Вопросы теплообмена и тепловых испытаний конструкций // Труды МВТУ № 392. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1982. – С. 63–79.

16. По л е ж а е в Ю. В., Р е з н и к С. В. Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Т. 3. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. – 264 с.
17. Т о в с т о н о г А. В. Выбор программы тепловых испытаний объектов, обладающих спектрально-селективными свойствами, на установках лучистого нагрева // Вестник МГТУ. Сер. “Машиностроение”. – 1997. – № 3. – С. 54–61.
18. Т о в с т о н о г В. А. Моделирование теплового режима огнестойких армированных пластиков / Теплофизика высоких температур. – 1993. – Т. 31, № 5. – С. 795–800.
19. М а т е м а т и к о -алгоритмическое и программное обеспечение исследования процессов радиационно-кондуктивного теплообмена / С.В. Резник, П.В. Просунцов, А.М. Михалев, Д.Ю. Калинин // Передовые термические технологии и материалы. – М : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999. – Ч. 2. – С. 40–49.
20. А л и ф а н о в О. М. Обратные задачи теплообмена. – М.: Машиностроение, 1988. – 280 с.
21. М ь о Т а н, М о с а л о в Ф. Ф., Б а с л ы к К. П., Е л и с е е в В. Н. Анализ влияния спектральных характеристик излучения на температурное состояние двухслойной пластины // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. – 2006. – № 3. – С. 24–36.
22. Р о х л и н Г. Н. Газоразрядные источники света. – М.: Энергия, 1966. – 560 с.

Статья поступила в редакцию 24.04.2007



Мью Тан родился в 1976 г., окончил МГТУ им Н.Э. Баумана в 2004 г. Аспирант кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Myo Thant (b. 1976) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Post-graduate of “Spacecrafts and Launch Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University.



Константин Петрович Баслык родился в 1968 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 1994 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 9 научных работ в области механики конструкций из композиционных материалов.

K.P. Baslyk (b. 1968) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1994. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Spacecrafts and Launch Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 9 publications in the field of mechanics of constructions made of composite materials.

Валерий Алексеевич Товстоног родился в 1947 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1971 г. Канд. техн. наук, старший научный сотрудник, автор более 120 научных работ в области исследования процессов теплопереноса в материалах специального назначения, тепловых и теплопрочностных испытаний материалов и конструкций при комплексных воздействиях.

V.A. Tovstonog (b. 1947) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. Ph. D. (Eng.), senior researcher, author of more than 120 publications in the field of study of heat transfer processes in special-purpose materials, thermal and thermal structural tests of materials and constructions under complex actions.