

УДК 536.33.614.841

## **Теплообмен в рабочем участке стенда с газоразрядными источниками излучения**

В.Н. Елисеев, В.А. Товстоног В.А., Мьо Тан

### **Аннотация**

Приведена математическая модель расчёта радиационного теплообмена в рабочем участке стенда с газоразрядными источниками излучения, позволяющая определять потоки излучений на поверхностях, образующих внутренний контур рабочего участка.

### **Ключевые слова**

теплообмен; излучение; модель; расчёт; материал; конструкция; спектр; испытания; эксперимент.

### **Особенности радиационного теплообмена в рабочем участке стенда и математическая модель его расчёта**

Многие вопросы, связанные с определением теплофизических свойств современных материалов и работоспособностью элементов конструкции летательных аппаратов в условиях интенсивного теплообмена, успешно решаются на установках и стендах радиационного нагрева [1–5]. На таких стендах удается нагревать образцы материалов и конструкций из них достаточно больших размеров, что исключает влияние краевых эффектов на тепловой режим объекта испытания (ОИ) (расслоение слоистого материала на его концах, выход газовых фракций через торцы и др.).

Достижимая плотность потока падающего излучения на стендах с галогенными лампами накаливания (ГЛН) ограничена величиной 100–120 Вт/см<sup>2</sup> [3]. Более высокий уровень плотности потока излучения обеспечивается на стендах с водоохлаждаемыми газоразрядными источниками излучения (ГИИ) (до 300 Вт/см<sup>2</sup>, [5]). Указанные источники обладают меньшей инерционностью, а величина нагреваемой поверхности 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, например, из-за

возможности возникновения пробоя между электродами, расположение ГИИ над поверхностью объекта испытаний отличается заметной дискретностью, что приводит к неравномерному распределению потока падающего излучения на нагреваемой поверхности. Существующие математические модели сопряженных задач радиационно-кондуктивного теплообмена (РКТ) применительно к установкам с ГИИ и алгоритмы их решения, как правило, не учитывают особенностей влияния спектральных характеристик излучения на температурное состояние нагреваемых объектов. Отсутствуют обоснованные критерии идентичности температурных полей в объектах испытаний, определяемые с использованием спектральных или интегральных характеристик. Отсутствует также какое-либо обоснование принципов выравнивания неравномерности температурного поля испытываемых объектов, связанное с дискретностью источников излучения, путем целенаправленного изменения оптических свойств нагреваемой поверхности.

Формулировка математической модели радиационного теплообмена, учитывающая реальные характеристики источников излучения и нагреваемого объекта, – необходимый этап подготовки тепловых испытаний с использованием источников излучения. Рассмотрим схему тепловых испытаний плоских объектов (рис.1), учитывая, что в приведенных схемах форма рефлектора может быть разная, а число источников излучения равно единице или кратно трем. Полагаем, что температура поверхности рефлектора  $T_2$  поддерживается постоянной, а температура поверхности объекта  $T_4$  есть функция времени и координат  $x, y$ . На внешней поверхности трубчатых ГИИ задана спектральная плотность потока излучения.

Для расчёта радиационного теплообмена воспользуемся зональным методом, в соответствии с которым все поверхности в системах на рис.1 представляются совокупностью элементарных площадок, между которыми происходит радиационный теплообмен через непоглощающую (диатермичную) среду. При этом учитывается наличие поверхностей ГИИ, затеняющих излучение между отдельными участками поверхностей системы.

Одна из основных задач расчёта теплообмена излучением в приведённых системах – определение результирующего потока излучения, обеспечивающего требуемое температурное состояние нагреваемого объекта. При этом расчёты радиационного и радиационно-кондуктивного теплообмена существенно упрощаются, если система, в которой рассматривается теплообмен, – замкнутая. В действительности зона нагрева может быть и незамкнутой в силу конструктивных или технологических причин (отверстия, зазоры между отдельными конструктивными элементами или открытые участки между нагревательным блоком и поверхностью объекта испытания).

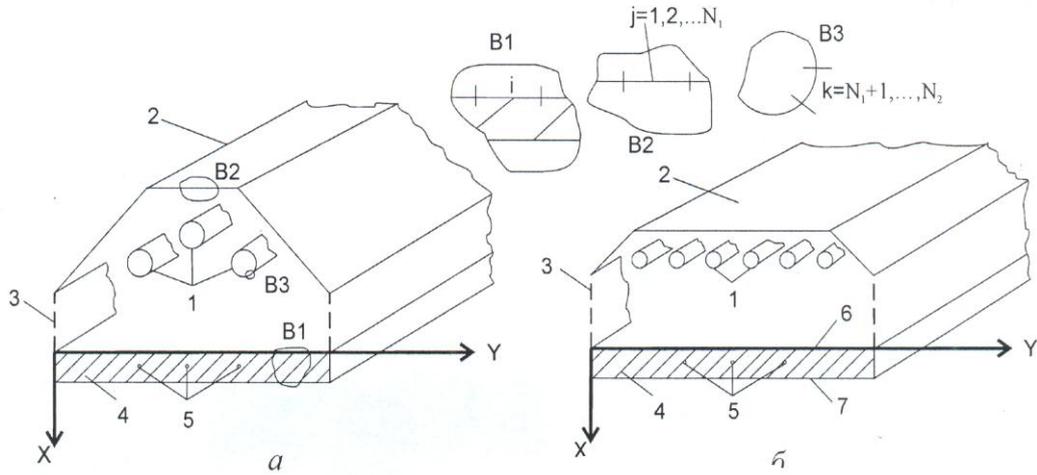


Рис.1. Схема тепловых испытаний образцов материалов:

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

Несмотря на это, каждую, даже незамкнутую систему, можно считать замкнутой (условно замкнутой, вводя фиктивные замыкающие поверхности), придавая всем поверхностям (в том числе и фиктивным) определенные оптические свойства и температуру (или тепловой поток). Тогда для каждой из этих поверхностей может быть рассчитано количество подводимой и отводимой энергии излучения. При таком подходе открытым участкам в условно замкнутых системах могут быть приписаны свойства абсолютно черной поверхности с нулевой температурой.

В задачах радиационного нагрева модель, позволяющая на каждом временном шаге определить потоки излучения на поверхностях нагреваемого объекта, представляет собой систему уравнений для определения спектральных потоков излучения, падающих на все выделенные элементы замкнутой геометрической системы (рис.1)

$$\begin{aligned}
 Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) &= \sum_{j=1}^{N_1} Q_j^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{k,i} = \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{св}6,0}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \\
 &+ \sum_{j=1}^{N_1} R_j(\Lambda) Q_j^{\text{пад}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^{\text{н}}(\Lambda) \varphi_{k,i} + \sum_{k=N_1+1}^N R_k(\Lambda) Q_k^{\text{пад}}(\Lambda) \varphi_{k,i},
 \end{aligned} \tag{1}$$

и спектрального потока результирующего излучения  $i$ -1 площадки

$$Q_i^{\text{рез}}(\Lambda) = q_i^{\text{рез}}(\Lambda)F_i = A_i(\Lambda)Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) - \varepsilon_i(\Lambda)Q_i^{\text{соб},0}(\Lambda) \quad (2)$$

где

$$Q_i^{\text{соб},0}(\Lambda) = q_i^{\text{соб},0}(\Lambda)F_i = \frac{C_i F_i}{\Lambda^5 (e^{c_2/\Lambda T} - 1)}$$

(3)

– спектральный поток собственного излучения  $i$ -го элемента площадью  $F_i$  нагреваемого объекта, определяемый функцией Планка  $B_i(\Lambda, T_i) = q_i^{\text{соб},0}(\Lambda)$ ,  $C_1 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ ,

$$C_2 = 0,01439 \text{ м} \cdot \text{К};$$

$$Q_k^{\text{н}}(\Lambda) = q_k^{\text{н}}(\Lambda)F_k \quad (4)$$

– спектральный поток излучения участка поверхности  $F_k$ , расположенного на источнике излучения;  $q_k^{\text{н}}(\Lambda)$  – спектральная плотность потока излучения с внешней поверхности источника;  $\varphi_{j,i}, \varphi_{k,i}$  – диффузные угловые коэффициенты, определяемые с учётом возможного затенения одних площадок другими;  $R(\Lambda)$  и  $\varepsilon(\Lambda)$  – спектральная отражательная и излучательная способности  $j$ -го и  $k$ -го участков поверхности;  $N_1$  – число участков поверхности в замкнутой системе, на которых заданы их температуры;  $N_2$  – число участков, на которых заданы потоки их собственного излучения.

В отличие от системы уравнений, предназначенных для расчёта радиационного теплообмена в рабочем участке с ГЛН, система уравнений (1) не содержит слагаемого, учитывающего собственное излучение их водоохлаждаемых оболочек из кварцевого стекла.

Площадки, расположенные на водоохлаждаемом рефлекторе и ограждающих поверхностях, хотя и входят в число площадок  $N_1$ , имеют, как правило, сравнительно низкую температуру и вносят малый вклад в общий баланс потока излучения.

При использовании для решения системы уравнений (1) – (4) приближения спектральных полос, найденные из них значения  $Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_m)$  и  $Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m)$  позволяют определить интегральные потоки падающего и результирующего излучений.

$$Q_i^{\text{пад}} = \sum_{m=1}^M Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_m) \Delta \Lambda_m; \quad (5)$$

$$Q_i^{\text{рез}} = \sum_{m=1}^M Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m) \Delta \Lambda_m, \quad (6)$$

где  $M$  – число полос в спектре излучения:  $\Delta\Lambda_m$  – ширина спектральной полосы, приведенная к длине волны  $\Lambda_m$ .

Собрав в выражении (1) слагаемые, содержащие неизвестные потоки падающего излучения в левой части, а известные величины в правой, запишем его в виде

$$\begin{aligned} Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) - \sum_{j=1}^{N_1} R_j(\Lambda) \varphi_{j,i} Q_j^{\text{пад}}(\Lambda) - \sum_{k=N_1+1}^N R_k(\Lambda) \varphi_{k,i} Q_k^{\text{пад}}(\Lambda) = \\ = \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{своб},0}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^{\text{н}}(\Lambda) \varphi_{k,i}. \end{aligned} \quad (7)$$

Обозначив для упрощения записи  $Q_j^{\text{пад}}(\Lambda)$  как  $Q_j$ , известные величины в системе уравнений (7) через  $c_i$  и коэффициенты перед  $Q_j$ , через  $a_{ij}$ , систему (7) запишем в компактном виде

$$\sum_j^N a_{ij} Q_j = c_i, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} a_{ij} = \delta_{ij} - R_j(\Lambda) \varphi_{j,i} = \delta_{ij} - [1 - A_j(\Lambda)] \varphi_{j,i} \quad \text{для } 1 \leq i \leq N_1, \\ a_{i,j} = -R_j(\Lambda) \varphi_{j,i} = -[1 - A_j(\Lambda) - D_j(\Lambda)] \varphi_{j,i} \quad \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\delta_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j \\ 0 & \text{при } i \neq j \end{cases}$$

–  $\delta$  – символ Кронекера;

$$c_i = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{своб},0}(\Lambda) \varphi_{j,i} & \text{для } 1 \leq i \leq N \\ \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^{\text{н}}(\Lambda) \varphi_{k,i} & \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N \end{cases} \quad (10)$$

Метод решения системы линейных алгебраических уравнений (8)-(10) хорошо известен и описан в литературе, в частности, в работе [6].

Определив спектральные потоки падающего на  $i$ -е площадки излучения, которые в приближении спектральных полос соответствуют потокам на средней для диапазона  $\Delta\Lambda_m$  длине волны  $\Lambda_m$ , т.е.  $Q_i = Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_m)$ , находят спектральные потоки результирующего излучения  $Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m)$  для любой площадки системы по формуле (2).

В завершение расчёта радиационного теплообмена в замкнутой системе, на части которой ( $1 \leq i \leq N_1$ ) заданы температуры, а на остальных ( $(N_1 + 1) \leq i \leq N$ ) потоки излучения источников, по формулам (5) и (6) могут быть вычислены интегральные значения  $Q_i^{\text{пад}}$  и  $Q_i^{\text{рез}}$ .

После определения потоков результирующего излучения на этом же временном шаге решается задача нагревания объекта испытания. С этой целью формируется краевая задача теплопроводности, в которой в качестве одного из граничных условий используется найденное выше значение результирующего потока излучения на фронтальной поверхности объекта.

Процесс вычисления имеет итерационный характер и осуществляется с помощью существующих программ, основанных на использовании метода конечных элементов.

В ряде случаев недостаточно определить только потоки падающего и результирующего излучений и требуется выделить отдельно вклад в общий баланс этих потоков, поток, поступающий на ОИ, например, только от рефлектора с целью выбора его геометрических параметров (формы, размера), обеспечивающих наилучшее, в смысле заданного критерия, решение задачи моделирования теплообмена на поверхности ОИ. Один из подходов к решению такой задачи и алгоритму ее решения приведен в работах [7,8].

### **Физическая модель газоразрядного источника излучения**

Решение приведённой выше системы уравнений радиационного теплообмена в рабочем участке стенда с ГИИ (уравнения 8-10) предполагают, что известны ответы на два следующих вопроса. Первый – каким образом задать в качестве известного параметра поток излучения ГИИ на его внешней поверхности? Второй – какова прозрачность источника для его же излучения, идущего от рефлектора к ОИ? Учитывая достаточно большие размеры поперечного сечения водоохлаждаемых ГИИ (20–22 мм) при расстоянии между ними 40-50 мм, важность ответа на второй вопрос очевидна, поскольку они могут создавать заметное затенение излучения в рассматриваемой геометрической системе, а это неизбежно отразится на алгоритме вычисления угловых коэффициентов  $\varphi_{i,j}$ , входящих в систему уравнений (8-10).

Характеристики водоохлаждаемых ГИИ, полученные на основе экспериментов, включая и зависимость плотности потока их излучения, приведены в работе [5].

Результаты измерений плотности потока излучения на расстоянии 21 мм от оси источника в его центральном сечении в непрерывном режиме работы ГИИ представлены в виде следующих аппроксимационных формул

Тип ГИИ	Плотность потока излучения, $q_0(U), \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$
ДТП 10/200	$q_0 = 288 - 4,77U + 0,0243U^2$
ДТП 10/220	$q_0 = 459 - 6,09U + 0,0235U^2$
ДК с ТВ 6000	$q_0 = 213 - 2,94U + 0,011U^2$

Среднеквадратичная погрешность аппроксимации не превышает 5%. Общий вид и схема устройства ГИИ показаны на рис.2.

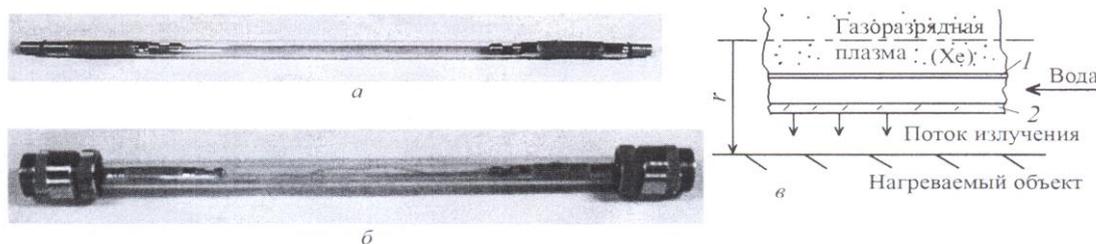


Рис.2. Общий вид и схема водоохлаждаемого трубчатого источника излучения

Излучение от разрядного канала плазмы проходит слой воды и стекла, частично поглощаясь в них. Излучение, вышедшее из источника, может вновь падать на его поверхность после отражения от рефлектора и других поверхностей системы, образующих внутренний контур рабочего участка. В связи с этим для оценки возможного затенения излучения источником необходимо принять допущение о степени прозрачности ГИИ для излучения, падающего на его внешнюю поверхность. С этой целью выполнялись расчёты радиационного теплообмена в рабочих участках с шестью расположенными в ряд ГИИ и рефлекторами различной формы [10]. Расчёты проводились для трёх моделей источников излучения: непрозрачные ГИИ, частично прозрачные и полностью прозрачные ГИИ. В модели частично прозрачного ГИИ варьировали диаметр его непрозрачной части. Результаты расчёта сопоставлялись с экспериментом.

На рис.3 представлены, в качестве примера, результаты расчёта и эксперимента для рефлектора в форме трапеции (рис.4).

Анализ серийных результатов расчёта с ГИИ, диаметр внешней оболочки которых составлял 20 мм, а мощность изменялась в диапазоне от 40 до 130 кВт, показал, что наилучшим соответствием эксперименту обладает модель частично прозрачного ГИИ с диаметром разрядного канала 5,5 ... 6,5 мм. Именно в этом интервале выбирался в дальнейшем диаметр затеняющего цилиндра при расчёте угловых коэффициентов.

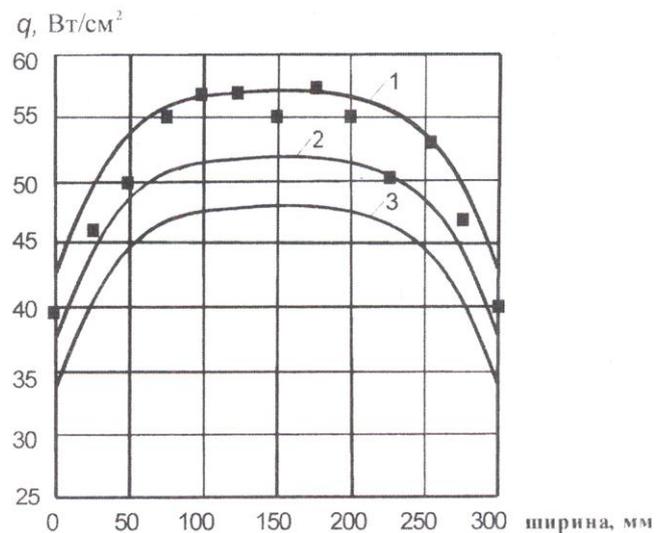


Рис.3. Распределение плотности суммарного падающего излучения по ширине ( $x_2$ ) испытуемого образца для трёх моделей ГИИ: 1 – полностью прозрачные ГИИ; 2 – частично прозрачные ГИИ; 3 – непрозрачные ГИИ; ■ – эксперимент.

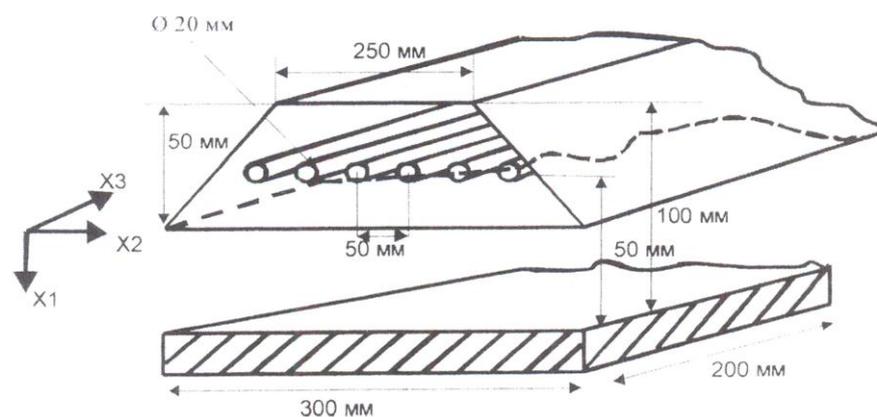


Рис.4. Схема рабочего участка с трапецевидным рефлектором.

Другой подход к определению потока излучения с поверхности одиночного ГИИ и оценке его теплового режима основан на использовании понятия внутреннего коэффициента полезного действия (КПД)

$$\eta(U) = \frac{q_0(U)F_{\text{внут}}}{P(U)}, \quad (11)$$

где  $q_0(U)$  – плотность потока излучения на внутренней поверхности горячей оболочки (горелки) ГИИ –  $F_{\text{внут}}$ ;  $P(U)$  – электрическая мощность источника излучения, зависящая от величины питающего напряжения  $U$ .

Исследования излучательных характеристик газоразрядных источников излучения, выполненные В.М. Градовым, в частности, в работе [9] позволили определить интегральную плотность потока излучения  $q_0$  и потока  $q_t$ , передаваемого через внутреннюю поверхность кварцевой оболочки путём теплопроводности, их сумму, внутренний КПД, а также температуру плазменного разряда в его центре и спектр источника. Для источника излучения (ГИИ) ДТП 10/200 его основные характеристики приведены в табл.1

Таблица 1

$P$ , Вт	$q_0$ , Вт/см <sup>2</sup>	$q_t$ , Вт/см <sup>2</sup>	$q_{\Sigma}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$\eta = \frac{Q_{\text{и}}}{P}$	$T_{\text{max}}$ , К
128	2674	226,5	2900,5	0,92	8885
59	1210	133,2	1343,2	0,9	8220

Зависимость внутреннего КПД источника ДТП 10/200 с внутренним радиусом разрядного канала 3,5 мм от электрической мощности приведена на рис. 5.

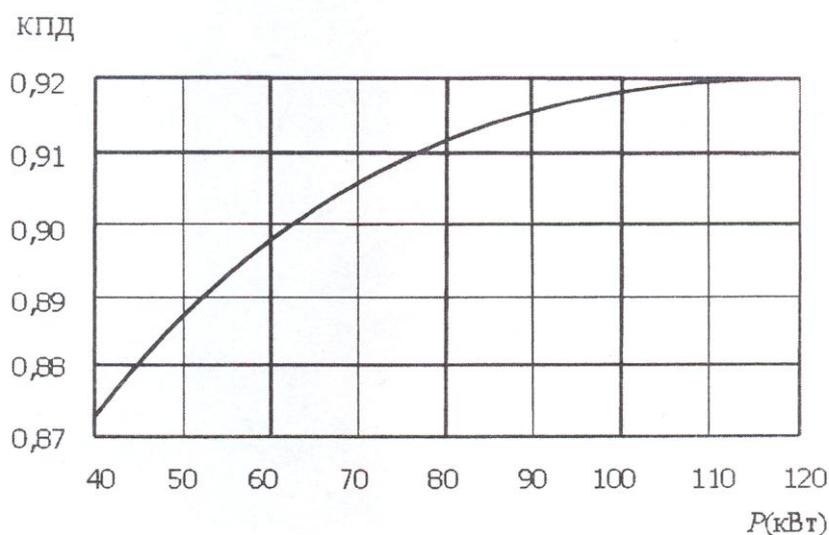


Рис.5. Зависимость внутреннего КПД источника ДТП 10/200 от его мощности

Полагая, что вся срабатываемая в ГИИ электрическая мощность в конечном итоге передается его внутренней оболочке путём излучения и теплопроводности от плазмообразующего газа

$$P = (q_0 + q_T) F_{\text{внут}},$$

можно для заданной мощности  $P$  определить плотность потоков энергии

$$q_0 = \frac{P\eta(P)}{F_{\text{внут}}}; \quad (12)$$

$$q_T = \frac{[1 - \eta(P)]P}{F_{\text{внут}}}. \quad (13)$$

Величины плотностей потоков излучения  $q_0$  и теплопроводности  $q_T$  на внутренней поверхности оболочки ГИИ используются в граничных условиях при расчёте её температурного состояния и служат исходной информацией при выборе режима охлаждения ГИИ [10].

Расчёты радиационного теплообмена с использованием интегральных характеристик излучения экономнее по затратам времени, но требуют соблюдения определенных условий, обеспечивающих идентичность температурных полей, найденных тем или другим методом. Достаточным условием идентичности температурных полей в нагреваемом образце при прочих одинаковых условиях теплообмена может служить равенство потоков результирующего излучения на нагреваемой поверхности, рассчитанных с использованием спектральных ( $Q_{\text{сп},i}^{\text{рез}}$ ) и интегральных ( $Q_{\text{ин},i}^{\text{рез}}$ ) характеристик излучения

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

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

$$q_{\text{сп},i}^{\text{рез}}(\tau) = q_{\text{ин},i}^{\text{рез}}(\varepsilon),$$

где  $n$  – число участков на нагреваемой поверхности ОИ.

Рассмотренная модель теплообмена в рабочем участке стенда с водоохлаждаемыми газоразрядными источниками излучения позволяет на этапе подготовки физического эксперимента:

– определить необходимые для расчёта радиационного теплообмена исходные данные в виде зависимостей плотности потока излучения на внешней поверхности ГИИ и его внутреннего КПД от питающего напряжения;

– выбрать величину «затеняющего» диаметра источника излучения, необходимого для расчёта угловых коэффициентов;

– выполнить расчёт падающего и результирующего излучений на всех поверхностях, образующих внутренний контур рабочего участка, с учётом их спектральных характеристик.

### **Библиографический список**

1. Гофин М.Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов. – М. ЗАО «ТФ Мир», 2003.-671 с.

2. Баранов А.Н. Теплопрочностные испытания натуральных конструкций летательных аппаратов. Экспериментальные исследования, Т.3.– М. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002, - С.156-198.

3. Синярев Г.Б. Общие принципы и организация стендовых тепловых испытаний // Вопросы теплообмена и тепловых испытаний конструкций. – 1982. – Труды МВТУ . – № 392. – С.3-16.

4. Елисеев В.Н., Товстоног В.А., Чирин К.В., Селезнев В.А. Установка лучистого нагрева широкого применения // Вестник БССР. Сер. Физико-энергетических наук.– 1990. – № 2. – С.93-97.

5. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Характеристики источников излучения и излучательных систем высокоинтенсивного нагрева // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2001. – № 4. – С.3-32.

6. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. – Мир, 1975. – 934 с.

7. Мью Тан, Баслык К.П., Товстоног В.А., Елисеев В.Н. Алгоритм расчёта радиационно-кондуктивного теплообмена в установках с газоразрядными источниками излучения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2007. – № 4. – С.33-46.

8. Мью Тан. О выборе рациональной формы рефлектора для нагревателя с газоразрядными источниками излучения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2. –С.117-120.

9. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчёт излучательных характеристик дуговых и ксеноновых разрядов // Оптика и спектроскопия. – 1979. – т.47, № 4. – С.655-642.

10. Мью Тан. Разработка методического и алгоритмического обеспечения тепловых испытаний материалов и элементов конструкции в стендах с газоразрядными источниками излучения. Дисс...канд.техн. наук.– М., 2008. – 181 с.

### **Сведения об авторах**

Елисеев Виктор Николаевич, профессор Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, д.т.н.

2-ая Бауманская ул., дом 5, Москва, 105005;

email: v.n.eliseev @ gmail.com

Товстоног Валерий Алексеевич, профессор Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, д.т.н.

2-ая Бауманская ул., дом 5, Москва, 105005;

email:tovstonv@mail.ru

Мью Тан, выпускник Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, к.т.н.

2-ая Бауманская ул., дом 5, Москва, 105005;

email:tovstonv@mail.ru