

КОНТРОЛЬ И ИСПЫТАНИЕ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ И ИХ СИСТЕМ

DOI: 10.18698/0236-3941-2016-2-45-59

УДК 536.35:620.181.4

ТЕРМОСТОЙКОСТЬ ОБОЛОЧЕК ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ТРУБЧАТЫХ ВОДООХЛАЖДАЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

В.Н. Елисеев, В.А. Товстоног, Т.В. Боровкова, Я.М. Павлова

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: v.n.eliseev@gmail.com; tovstonv@mail.ru; tatjana@mail.ru;
zebrayaroslava@yandex.ru

Приведены результаты анализа термостойкости оболочек из кварцевого стекла и лейкосапфира (искусственного сапфира), используемых для изготовления мощных водоохлаждаемых газоразрядных источников излучения. Источники такого типа и блоки из них можно успешно использовать для решения широкого круга задач тепловых и теплопрочностных испытаний натурных элементов конструкций, в частности, гиперзвуковых летательных аппаратов. Серьезной проблемой использования таких источников излучения, особенно в условиях многократного форсирования мощности, является то, что в первые моменты времени после включения источника излучения в его оболочке возможно возникновение перепадов температуры, превышающих допустимое значение (явление “теплого удара”) и вызывающих ее разрушение. В рамках принятых допущений сформулирована математическая модель задачи и выполнен анализ полученных результатов. Показано, что даже при мощности источника излучения, превышающей в 2,5 раза мощность существующих источников с оболочками из кварцевого стекла, возникающие в лейкосапфировой оболочке температуры и их перепады по толщине оболочки не ограничивают ее работоспособность по критерию термостойкости.

Ключевые слова: газоразрядный источник излучения, тепловые испытания, летательный аппарат, теплопрочность.

THERMOSTABILITY OF CASINGS OF GAS-DISCHARGE TUBULAR WATER-COOLED RADIATION SOURCES IN NONSTATIONARY STATE

V.N. Eliseev, V.A. Tovstonog, T.V. Borovkova, Ya.M. Pavlova

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: v.n.eliseev@gmail.com; tovstonv@mail.ru; tatjana@mail.ru;
zebrayaroslava@yandex.ru

In this research we examine quartz glass and leucosapphire (artificial sapphire) casings, which are used for making powerful water-cooled gas-discharge radiation sources, and we analyze thermostability of these casings. The sources of such type and blocks from them can be successfully used to solve a wide range of problems of thermal and thermo-strengthening field tests of structural elements, such as hypersonic aircraft. A serious problem of using the radiation sources, especially when power is repeatedly boosted, is that at first time after switching on the radiation source in its envelope changes in temperature may occur, exceeding the permissible

value (a phenomenon of 'thermal shock ') and causing its destruction. As part of the assumptions, we formulated a mathematical model of the problem and analyzed the results. The findings of the research show, that even when the power of radiation source exceeds the capacity of existing sources with quartz glass casings in 2.5 times, temperatures in leucosapphire casing and temperature difference along the casing thickness do not limit its performance in heat resistance.

Keywords: gas-discharge radiation source, thermal testing, aircraft, thermal resistance.

Обсуждаемая в научно-технической литературе проблема создания гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) выдвигает на одно из первых мест вопросы наземной отработки теплонапряженных узлов их конструкции и определения свойств новых конструкционных материалов, способных работать в условиях высоких температур и силовых нагрузок [1, 2].

Необходимость обеспечения при испытаниях крупногабаритных элементов конструкции ГЛА длительного (десять минут) теплового воздействия на их поверхность практически исключает возможность применения для этой цели газодинамических установок. В такой ситуации достаточно широкий круг задач тепловой отработки изделий может быть решен на стендах лучистого нагрева с использованием мощных водоохлаждаемых газоразрядных источников излучения (ГИИ). При решении сложных задач теплопрочностных испытаний конструкций эти источники легко компонуются с блоками галогенных ламп накаливания [3]. Одним из преимуществ такого способа испытаний является бесконтактный дистанционный нагрев больших, вплоть до натурных, элементов конструкций. В этом случае отпадают проблемы переноса опытных данных, полученных на малоразмерных моделях, на натурные изделия. Как показано в работе [4], форсирование мощности трубчатых водоохлаждаемых газоразрядных источников излучения позволяет реализовать режимы нагрева наиболее теплонапряженных элементов конструкции ГЛА при температурах до 2000...2500 К. Однако форсирование мощности неизбежно приводит к ужесточению температурного режима трубчатой колбы (оболочки) ГИИ и как следствие — к снижению ресурса работы. Одним из путей повышения ресурса работы ГИИ может быть использование для оболочки не кварцевого стекла, а лейкосапфира, имеющего значительно больший, чем у стекла, коэффициент теплопроводности, что приводит к снижению уровня температур и температурного градиента в оболочке ГИИ. Однако существенный недостаток лейкосапфира — больший, чем у кварцевого стекла, коэффициент термического расширения, способствующий увеличению термических напряжений и снижению термостойкости оболочки.

На практике термостойкость изделий из стекла и керамики определяют как способность выдерживать без разрушения определенные

температурные перепады при резком нагреве или охлаждении (тепловой удар). Причем в зависимости от назначения изделия для количественной оценки термостойкости используют разные экспериментальные методы с привлечением приближенных соотношений теории упругости. Так, термостойкость материалов активных элементов твердотельных оптических квантовых генераторов (ОКГ) оценивают по перепаду между начальной температурой $T_{0обр}$ образца в виде стержня, подвергаемого резкому охлаждению теплоемкой жидкостью (водой) и температурой $T_{ж}$ этой жидкости, т.е. по перепаду $\Delta T = T_{0обр} - T_{ж}$, вызывающему разрушение, с использованием условия термостойкости в виде [5]

$$\sigma^* = \frac{\alpha_T E}{(1 - \mu)} B_i S_m,$$

где σ^* — разрушающее напряжение; α_T — линейный коэффициент термического расширения; E — модуль упругости; μ — коэффициент Пуассона; $B_i S_m$ — коэффициент, зависящий от интенсивности теплосъема и формы образца. Применительно к активным элементам твердотельных ОКГ $B_i S_m = 0,65 \approx 2/3$, т.е.

$$\sigma^* = \frac{2\alpha_T E \Delta T}{3(1 - \mu)}. \quad (1)$$

Определяющий параметр прочности стекол и керамик — разрушающее растягивающее напряжение $[\sigma_p]$, находится экспериментально [2]; оно в 8–10 раз меньше разрушающего сжимающего напряжения $[\sigma_{сж}]$, поэтому принимают $\sigma^* = [\sigma_p]$.

Термостойкость изделий из оптических материалов в виде пластин или тонкостенных оболочек оценивают по перепаду температур на границах [6]. В процессе нагрева при градиенте температур ΔT по толщине в слоях с бóльшей температурой возникают напряжения сжатия σ_- , а в слоях с меньшей температурой — растяжения σ_+ , определяемые по формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_- &= \frac{\alpha_T E \Delta T}{3(1 - \mu)}; \\ \sigma_+ &= \frac{2\alpha_T E \Delta T}{3(1 - \mu)}. \end{aligned} \quad (2)$$

В этом случае $\sigma^* = \sigma_+$. Таким образом, для существенно разных условий термпрочность оценивается одним и тем же выражением (1) или (2) для растягивающих напряжений, и следуя этому, в проводимом анализе в качестве определяющего параметра также будет использован температурный перепад ΔT между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями колбы ГИИ.

Оценка термостойкости стекла, приведенная в работе [7], дает для сапфира $\Delta T_c = 120 \dots 186$ К и для кварцевого стекла $\Delta T_{кв} =$

= 730 ... 1280 К, что довольно близко совпадает с данными экспериментальных исследований: $\Delta T_c = 162 \pm 8$ К [8] и $\Delta T_{кв} = 800 \dots 1000$ К [9].

Исследование термостойкости оболочек водоохлаждаемых ГИИ из лейкосапфира в установившемся режиме работы [4] показывает возможность существенного (в 2–2,5 раза) повышения мощности газоразрядных источников излучения по сравнению с ГИИ с оболочками из кварцевого стекла. Учитывая низкий уровень возникающих при этом температур в оболочке из лейкосапфира, следует ожидать, что и ресурс работы ГИИ может оказаться значительно больше ресурса ГИИ с оболочками из кварцевого стекла при одинаковом значении их удельной мощности (мощность на единицу длины разрядного промежутка).

Наибольшие перепады температуры в оболочке ГИИ имеют место в первые моменты времени после включения (явление “теплового удара”), в связи с чем и наибольшие растягивающие напряжения также имеют место в начальные моменты времени. Тогда, согласно вышеизложенному, критерием работоспособности ГИИ может служить температурный перепад по толщине колбы ГИИ, который и будет использован при оценке работоспособности оболочки ГИИ из лейкосапфира в нестационарном режиме работы.

Постановка задачи исследования. Для расчета нестационарного температурного поля водоохлаждаемой оболочки ГИИ и анализа его зависимости от основных параметров теплового нагружения используем следующую постановку задачи.

Будем считать, что поглощение излучения плазмы в материале стекла происходит по закону Бугера с интегральным по спектру коэффициентом поглощения, а цилиндрическую оболочку можно заменить плоской стенкой. Обоснование последнего допущения применительно к оболочкам, выполненным из частично прозрачного материала, приведено в работе [10].

С учетом принятых допущений задачу определения нестационарного температурного поля в “горячей” оболочке ГИИ представим в виде (рис. 1):

$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} + \frac{kq_{л.о}}{c\rho} e^{-kx}; \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = -\frac{q_{г}}{\Lambda}; \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=h} = -\frac{\alpha_{ж}}{\Lambda} (T_2 - T_{ж}); \quad (5)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad (6)$$

где $a = \Lambda / (c\rho)$ — температуропроводность материала оболочки; k — интегральный коэффициент поглощения стекла; $q_{л.о}$ — плотность потока излучения на внутренней поверхности оболочки; Λ — теплопроводность.

Для решения задачи (3)–(6) используем метод конечных интегральных преобразований, предварительно записав ее в безразмерной форме:

$$\frac{\partial \theta(\xi, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta(\xi, Fo)}{\partial \xi^2} + F(\xi); \quad (7)$$

$$\left[\frac{\partial \theta(\xi, Fo)}{\partial \xi} \right]_{\xi=\xi_1} = f_1(Fo); \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial \theta(\xi, Fo)}{\partial \xi} \right]_{\xi=\xi_2} + Bi \theta(\xi_2, Fo) = f_2(Fo); \quad (9)$$

$$\theta(\xi, 0) = f(\xi) = \frac{T_0}{T_m}, \quad (10)$$

где $\xi = x/h$ — безразмерная координата; Fo — критерий Фурье; $f_1(Fo) = -Ki_r = -q_r h / (\Lambda T_m)$ — критерий Кирпичева, выраженный через плотность кондуктивного потока (h — толщина оболочки, T_m — любая температура (кроме 0 и ∞), выбранная для обезразмеривания величин); $f_2(Fo) = Bi \theta_j$ ($Bi = \alpha_j h / \Lambda$ — критерий Био; $\theta_j = T_j / T_m$); $F(\xi) = Bu Ki_l \exp(-Bu\xi)$; $Bu = kh$ — критерий Бугера; $Ki_l = q_{л.о} h / (\Lambda T_m)$ — критерий Кирпичева; $f(\xi) = \theta(\xi, 0) = \frac{T_0}{T_m}$; $\theta(\xi_2, Fo) = \theta(\xi_2) = T_2 / T_m$; $\xi_1 = 0$; $\xi_2 = 1$; $\theta(\xi, Fo) = T(x, \tau) / T_m$.

Применив к дифференциальному уравнению (7) и начальному условию (10) интегральное преобразование вида

$$\bar{\theta}(Fo) = \int_0^1 \rho(\xi) \theta(\xi, Fo) \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi,$$

получим

$$\frac{d\bar{\theta}(Fo)}{dFo} = -\mu_n^2 \bar{\theta}(Fo) + \bar{F} + \bar{P}; \quad (11)$$

$$\bar{\theta}(0) = \bar{f}, \quad (12)$$

где $\rho(\xi)$ — весовая функция, в условиях данной задачи равная единице; $\bar{k}(\mu_n, \xi)$ — нормированное ядро интегрального преобразования

$$\bar{k}(\mu_n, \xi) = \frac{k(\mu_n, \xi)}{\sqrt{N}}; \quad (13)$$

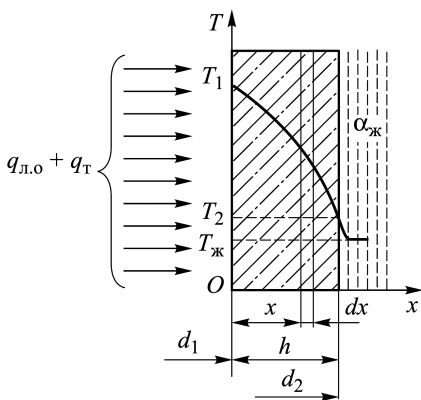


Рис. 1. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности прозрачной стенки

N — норма [11]:

$$N = \int_0^1 k^2(\mu_n, \xi) d\xi; \quad (14)$$

$$\bar{F} = \int_0^1 f(\xi) \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi = \text{Bu Ki}_r \int_0^1 e^{-\text{Bu}\xi} \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi; \quad (15)$$

$$\bar{f} = \int_0^1 f(\xi) \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi = \frac{T_0}{T_m} \int_0^1 \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi; \quad (16)$$

$$\bar{P} = \frac{1}{\sqrt{N}} [f_2(\text{Fo}) k(\mu_n, 1) - f_1(\text{Fo}) k(\mu_n, 0)]. \quad (17)$$

Ненормированное ядро интегрального преобразования $k(\mu_n, \xi)$ находим из решения граничной задачи Штурма – Лиувилля [12]:

$$\begin{aligned} -(pk)' + (q - \mu^2\rho) K &= 0; \\ \gamma_1 k'(\xi_1) + \beta_1 k(\xi_1) &= 0; \\ \gamma_2 k'(\xi_2) + \beta_2 k(\xi_2) &= 0, \end{aligned}$$

где $p = \rho$ и $q = -\rho$; $k = k(\mu, \xi)$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$; $\beta_1 = 0$ и $\beta_2 = \text{Bi}$.

В нашем случае с учетом результатов работы [13] решение задачи имеет вид

$$k(\mu_n, \xi) = \cos(\mu_n \xi) + B_2 \sin(\mu_n \xi),$$

где

$$B_2 = -\frac{\gamma_1 \cos'(\mu_n \xi_1) + \beta_1 \cos(\mu_n \xi_1)}{\gamma_1 \sin'(\mu_n \xi_1) + \beta_1 \sin(\mu_n \xi_1)} = 0.$$

Таким образом,

$$k(\mu_n, \xi) = \cos(\mu_n \xi). \quad (18)$$

Подставляя последовательно выражение (18) в формулы (14), (13), (15)–(17) и решая уравнение (11), получаем

$$\begin{aligned} \bar{\theta}(\text{Fo}) = & \left\{ \left[\frac{e^{-\text{Bu}}}{\text{Bu}^2 + \mu_n^2} (\mu_n \sin \mu_n - \text{Bu} \cos \mu_n) + \frac{\text{Bu}}{\text{Bu}^2 + \mu_n^2} \right] \text{Bu Ki}_r + \right. \\ & \left. + (\text{Bi} \theta_{\text{ж}} \cos \mu_n + \text{Ki}_r) \right\} \frac{1}{\mu_n^2 \sqrt{N}} \left(1 - e^{-\mu_n^2 \text{Fo}} \right) + \frac{T_0}{T_m} \frac{\sin \mu_n}{\mu_n \sqrt{N}} e^{-\mu_n^2 \text{Fo}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя далее формулу обращения изображения функции $\bar{\theta}(\text{Fo})$ в оригинал

$$\theta(\xi, \text{Fo}) = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\theta}(\text{Fo}) \bar{k}(\mu_n, \xi) \quad (20)$$

совместно с выражением (19), находим

$$\begin{aligned} \theta(\xi, Fo) = & \\ = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[\left(\frac{e^{-Bu}}{Bu^2 + \mu_n^2} (\mu_n \sin \mu_n - Bu \cos \mu_n) + \frac{Bu}{Bu^2 + \mu_n^2} \right) Bu Ki_{\Gamma} + \right. \right. & \\ \left. \left. + (Bi \theta_{ж} \cos \mu_n + Ki_{\Gamma}) \right] (1 - e^{-\mu_n^2 Fo}) + \right. & \\ \left. + \frac{T_0}{T_m} \mu_n \sin \mu_n e^{-\mu_n^2 Fo} \right\} \frac{\cos(\mu_n \xi)}{\mu_n^2 N}, & \quad (21) \end{aligned}$$

где

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_n^2 + Bi^2 + Bi}{\mu_n^2 + Bi^2} \right).$$

Особенность полученного решения состоит в том, что ряд в его правой части сходится плохо и неравномерно. Для устранения этого недостатка используем прием, рекомендованный в работе [14]. Суть указанного приема сводится к тому, что необходимо найти точное и приближенное решения задачи (7)–(10) в ее стационарной постановке и разность полученных решений прибавить к найденному ранее в форме (21).

Сформулируем стационарную постановку задачи (7)–(10) в виде

$$\frac{d^2 \theta^*(\xi, Fo)}{d\xi^2} = 0; \quad (22)$$

$$\left[\frac{d\theta^*(\xi, Fo)}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_1} = f_1(Fo); \quad (23)$$

$$\left[\frac{d\theta^*(\xi, Fo)}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_2} + Bi \theta^*(\xi_2, Fo) = f_2(Fo), \quad (24)$$

где число Fo представляет собой параметр.

Аналитическое решение уравнения (22)

$$\theta^*(\xi) = c_1 \xi + c_2$$

после определения констант с использованием условий (23) и (24) принимает вид

$$\theta^*(\xi) = \theta_{ж} + Ki \left(1 + \frac{1}{Bi} - \xi \right). \quad (25)$$

Приближенное решение задачи (22)–(24) находим, используя интегральное преобразование

$$\bar{\theta}_{ж}(Fo) = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho(\xi) \theta^*(\xi, Fo) \bar{k}(\mu_n, \xi) d\xi,$$

применение которого к уравнению (22) с учетом граничных условий (23), (24) [15] приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \frac{\partial^2 \theta^* (\xi, \text{Fo})}{\partial \xi^2} \bar{k} (\mu_n, \xi) d\xi = \\ = \left[\frac{\partial \theta^* (\xi, \text{Fo})}{\partial \xi} \bar{k} (\mu_n, \xi) - \theta^* (\xi, \text{Fo}) \frac{\partial \bar{k} (\mu_n, \xi)}{\partial \xi} \right] \Big|_0^1 - \\ - \mu_n^2 \bar{\theta}^* (\text{Fo}) = [f_2 (\text{Fo}) \bar{k} (\mu_n, 1) - f_1 (\text{Fo}) \bar{k} (\mu_n, 0)] - \mu_n^2 \bar{\theta}^* (\text{Fo}) = \\ = \frac{1}{\sqrt{N}} (\text{Bi} \theta_{\text{ж}} \cos \mu_n + \text{Ki}_T) - \mu_n^2 \bar{\theta}^* (\text{Fo}) = 0. \end{aligned}$$

Из последнего выражения следует, что

$$\bar{\theta}^* (\text{Fo}) = (\text{Bi} \theta_{\text{ж}} \cos \mu_n + \text{Ki}_T) \frac{1}{\mu_n^2 \sqrt{N}}.$$

Переходя от изображения $\bar{\theta}^* (\text{Fo})$ к оригиналу функции (формула (20)), находим

$$\theta^* (\xi, \text{Fo}) = \sum_{n=1}^{\infty} (\text{Bi} \theta_{\text{ж}} \cos \mu_n + \text{Ki}_T) \frac{\cos(\mu_n \xi)}{\mu_n^2 N}. \quad (26)$$

Видно, что полученное решение есть частный случай решения задачи (7)–(10) в виде (21) для стационарного режима теплообмена в оболочке ($\text{Fo} \rightarrow \infty$) и отсутствия в ней внутренних источников теплоты ($\text{Bu} = 0$).

Складывая далее аналитическое решение (25) с полученным ранее выражением (21) и вычитая из последнего (26), находим решение рассматриваемой задачи с улучшенной сходимостью ряда

$$\begin{aligned} \theta^* (\xi, \text{Fo}) = \theta_{\text{ж}} + \text{Ki}_T \left(1 + \frac{1}{\text{Bi}} - \xi \right) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{e^{-\text{Bu}}}{\text{Bu}^2 + \mu_n^2} (\mu_n \sin \mu_n - \text{Bu} \cos \mu_n) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\text{Bu}}{\text{Bu}^2 + \mu_n^2} \right] \text{Bu} \text{Ki}_T \left(1 - e^{-\mu_n^2 \text{Fo}} \right) + \right. \\ \left. + \left[\frac{T_0}{T_m} \mu_n \sin \mu_n - (\text{Bi} \theta_{\text{ж}} \cos \mu_n + \text{Ki}_T) \right] e^{-\mu_n^2 \text{Fo}} \right\} \frac{\cos(\mu_n \xi)}{\mu_n^2 N}. \quad (27) \end{aligned}$$

При отсутствии в материале оболочки внутренних источников теплоты (материал высокой прозрачности, $\text{Ki}_T = 0$) выражение (27) принимает вид

$$\theta^*(\xi, Fo) = \theta_{ж} + Ki_r \left(1 + \frac{1}{Bi} - \xi \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{T_0}{T_m} \mu_n \sin \mu_n - (Bi \theta_{ж} \cos \mu_n + Ki_r) \right] e^{-\mu_n^2 Fo} \frac{\cos(\mu_n \xi)}{\mu_n^2 N}. \quad (28)$$

Результаты исследования. Сравнительный анализ температурных полей оболочки ГИИ из кварцевого стекла и лейкосапфира в нестационарном режиме работы проводили для исходных значений параметров, приведенных в таблице.

Значения параметров оболочки и теплообмена

| Параметр | Обозначения | Значения | |
|---|--------------|-------------------|-----------------------|
| | | для лейко-сапфира | для кварцевого стекла |
| КПД | η | 0,92 | |
| Толщина оболочки, м | h | 0,001 | |
| Длина оболочки (межэлектродное расстояние), м | L | 0,2 | |
| Внутренний диаметр, м | $D_{вн}$ | 0,012 | |
| Коэффициент теплоотдачи, Вт/(м ² ·К) | $\alpha_{ж}$ | 25190 | |
| Температура охлаждающей воды, К | $T_{ж}$ | 293 | |
| Начальная температура, К | T_0 | 298 | |
| Критерий Био | Bi | 0,8 | 18,254 |
| Критерий Бугера | Bu | 0,00003 | 0,0035 |
| Коэффициент поглощения, 1/мм | k | 0,00003 | 0,0035 |
| Теплоемкость, Дж/(кг·К) | c | 419 | 1052 |
| Теплопроводность, Вт/(м·К) | Λ | 31,490 | 1,38 |
| Плотность, кг/м ³ | ρ | 3970 | 2203 |

Использование в расчетах внутреннего КПД η связано с необходимостью определения плотностей потоков излучения $q_{л.о}$ и теплопроводности q_T на внутренней поверхности оболочки по формулам:

$$q_{л.о} = \frac{\eta(P) P}{F_{внут}};$$

$$q_T = \frac{[1 - \eta(P)] P}{F_{внут}},$$

где P — электрическая мощность ГИИ; $\eta(P)$ — КПД ГИИ [3]; $F_{внут}$ — площадь внутренней поверхности “горячей” оболочки ГИИ.

На рис. 2 приведены результаты расчета распределения температуры по толщине “горячих” оболочек ГИИ, выполненных из кварцевого

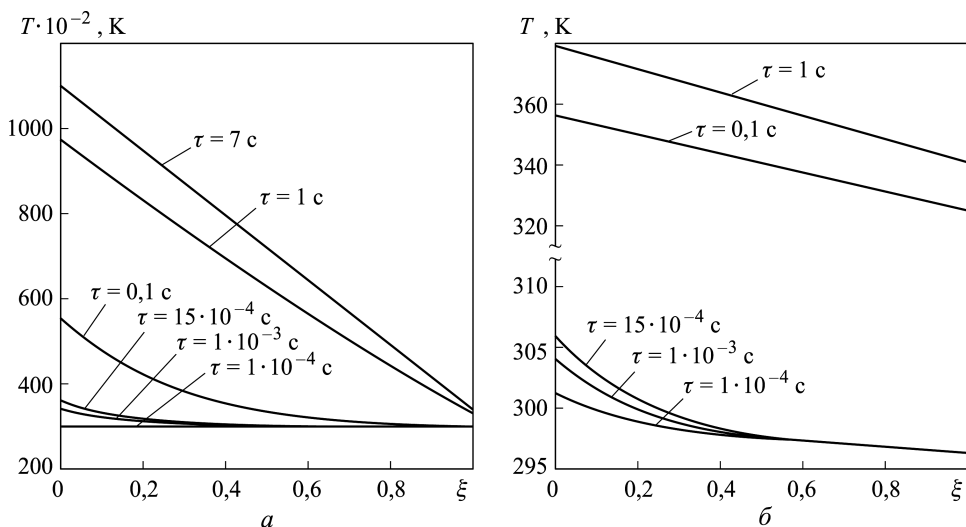


Рис. 2. Распределение температуры по толщине внутренней оболочки из кварцевого стекла (*а*) и лейкосапфира (*б*) для разного времени нагрева при мощности ГИИ $P = 120$ кВт (удельная мощность 600 кВт/м, $\Lambda = 1,38$ (*а*) и $31,39$ Вт/(м·К) (*б*))

стекла и лейкосапфира, в различные моменты времени. Расчет выполнен по формуле (27) для постоянного значения теплопроводности и электрической мощности источника излучения, равной 120 кВт. Наблюдается существенное различие в абсолютных значениях температур оболочек и динамике процесса их нагревания. При заданной мощности ГИИ температура кварцевой оболочки в стационарном режиме (~ 17 с) близка к допустимому значению, тогда как установившаяся температура оболочки из лейкосапфира (~ 1 с) остается на достаточно низком уровне. Экспериментальное значение достижимой мощности ГИИ с оболочкой из кварцевого стекла составляет $100 \dots 110$ кВт с ресурсом работы ≤ 1 мин.

Увеличение до 250 кВт мощности ГИИ с оболочкой из лейкосапфира (что более чем в 2 раза превышает достижимые значения для ГИИ с оболочкой из кварцевого стекла) приводит к значению стационарной температуры, не превышающему 500 К (рис. 3).

Еще более показательной является динамика изменения перепада температур во внутренних (“горячих”) оболочках из кварца (рис. 4, *а*) и лейкосапфира (рис. 4, *б*). В оболочке из кварца при мощности ГИИ 120 кВт перепад температуры (см. рис. 4, *а*) на седьмой секунде работы составляет ~ 750 К и по критерию термостойкости близок к допустимому пределу $800 \dots 1000$ К [9]. При этой же мощности источника излучения в оболочке из лейкосапфира (кривая 1, см. рис. 4, *б*) этот перепад не превышает 40 К и далек от его предельного значения 162 ± 8 К [7]. Даже при мощности источника, равной 250 кВт (кривая 2, см. рис. 4, *б*), $\Delta T < 90$ К.

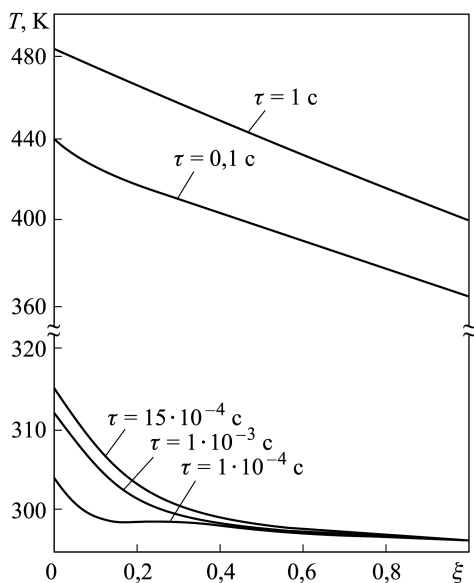


Рис. 3. Распределение температуры по толщине внутренней оболочки из лейкосапфира для разных моментов времени нагрева при мощности ГИИ $P = 250$ кВт (удельная мощность 1250 кВт/м) с учетом внутренних источников тепловыделения, $\Lambda = 31,39$ Вт/(м·К)

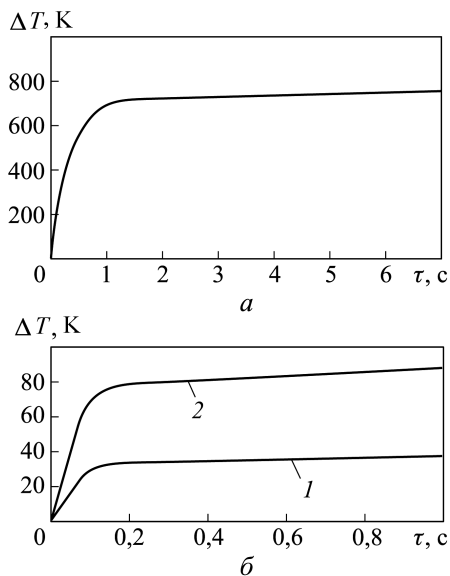


Рис. 4. Перепад температур по толщине внутренней оболочки ГИИ из кварцевого стекла (а) и лейкосапфира (б) в зависимости от времени нагрева при мощности $P = 120$ кВт (а, б, кривая 1) и 250 кВт (б, кривая 2) при межэлектродном расстоянии 200 мм

Отметим также, что формирование температурного поля оболочки из лейкосапфира происходит в основном за счет теплового потока, подводимого к ее внутренней поверхности путем теплопроводности. Возникновение в ней внутренних источников теплоты за счет поглощения лучистой составляющей энергии практически не влияет на характер распределения температуры в толще оболочки. Это связано с тем, что лейкосапфир имеет малую поглощательную способность, и расчет температуры по формулам (27) и (28) в диапазоне изменения мощности от 120 до 250 кВт дает очень близкий результат. Последнее замечание не относится к результатам расчета температурного состояния оболочек из кварцевого стекла.

Для проверки достоверности полученных результатов выполнены расчеты температурного поля оболочки с использованием численного метода (метод конечных объемов) в среде SolidWorks. Мощность ГИИ с межэлектродным расстоянием 200 мм, оболочкой из лейкосапфира и КПД 92% составляла 250 кВт. Начальный шаг по времени, равный $5 \cdot 10^{-6}$ с, изменяли по ходу вычислений с целью уменьшить время счета. Сетка на границах тело/среда была дополнительно уплотнена для корректного задания граничных условий в нестационарном режиме теплообмена.

Зависимость теплопроводности материала оболочки от температуры представлена многочленами

$$\Lambda(T) = 0,0002T^2 - 0,26T + 102,5, \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)} \quad (29)$$

— для лейкосапфира в области температур 300... 600 К [16] и

$$\Lambda(T) = 2,32210^{-7}T^2 + 3,4710^{-4}T + 1,258, \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$$

— для кварцевого стекла в области температур 300... 1500 К [17].

На рис. 5 приведены результаты расчета распределения температуры по толщине оболочки ГИИ из лейкосапфира в различные моменты времени для случая зависимости теплопроводности от температуры (формула (29)) и постоянного (среднего) ее значения $\Lambda = 31,39 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Результаты получены с использованием программы SolidWorks при мощности ГИИ 250 кВт. Видно, что при учете зависимости теплопроводности от температуры в начальном периоде нагрева (до 0,1 с) температура оболочки с переменной теплопроводностью на 1... 2 К меньше температуры оболочки с постоянной теплопроводностью. Но при приближении к стационарному режиму нагрева (~1 с) температура оболочки с переменной теплопроводностью оказывается

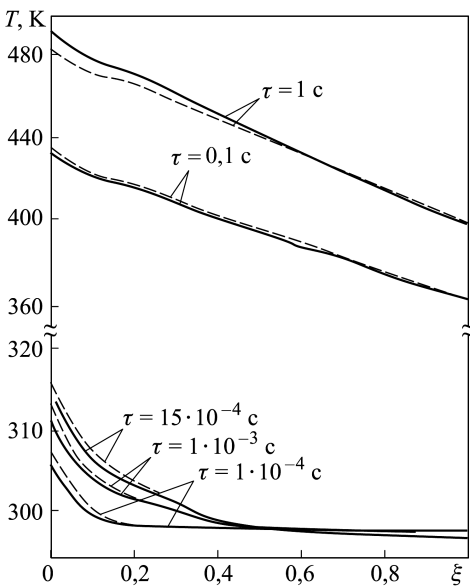


Рис. 5. Распределение температуры (— — расчет при $\Lambda(T)$, --- — расчет при $\Lambda = 31,39 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$) по толщине внутренней оболочки из лейкосапфирового стекла для разного времени нагрева, полученное в программе SolidWorks при мощности ГИИ $P = 250 \text{ кВт}$ (удельная мощность 1250 кВт/м)

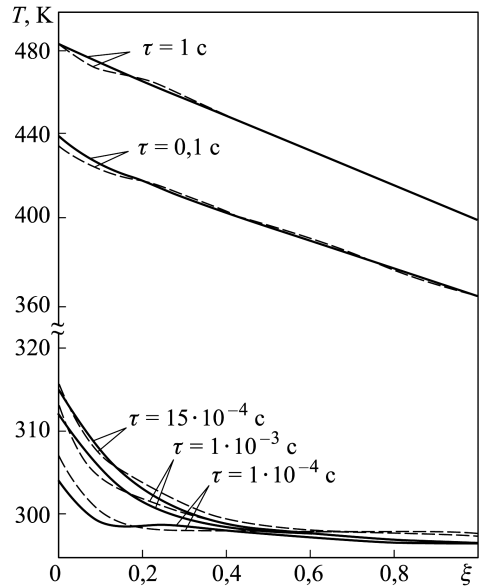


Рис. 6. Распределение температуры (— — аналитический расчет, --- — расчет в SolidWorks) по толщине внутренней оболочки из лейкосапфирового стекла для разного времени нагрева при мощности ГИИ $P = 250 \text{ кВт}$ (удельная мощность 1250 кВт/м , $\Lambda = 31,39 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$)

примерно на 8 К (2 %) больше ее значений при постоянной теплопроводности.

Сравнение результатов расчета температурного поля оболочки с использованием аналитического и численного методов расчета показано на рис. 6. Наибольшее расхождение имеет место в начальные моменты времени нагрева оболочки (от 0,0001 с до 0,015 с) и составляет всего 3 К, а с течением времени отмеченное различие уменьшается.

Выводы. Исследовано температурное состояние оболочек мощных водоохлаждаемых газоразрядных источников излучения, выполненных из лейкосапфира, в нестационарном режиме работы. Показано, что даже при мощности источника излучения, в 2,5 раза превышающей мощность существующих источников с оболочками из кварцевого стекла, температура и температурный перепад в лейкосапфировой оболочке не ограничивают ее работоспособность по критерию термостойкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукашевич В.П., Афанасьев И.Б. Космические крылья. М.: ЛенТа Странствий, 2009. 498 с.
2. Железнякова А.Н., Суржигов С.Т. Численное моделирование гиперзвукового обтекания модели летательного аппарата Х-43 // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2010. № 1. С. 3–19.
3. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014. 400 с.
4. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Анализ технических возможностей создания высокоэффективных установок радиационного нагрева для тепловых испытаний объектов аэрокосмической техники // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2011. № 1. С. 57–70.
5. Иванов А.В. Прочность оптических материалов. Л.: Машиностроение, 1989. 144 с.
6. Степаньянц Ю.Р. Радиационный метод термической обработки изделий электронной техники. М.: Высш. шк., 1986. 96 с.
7. Елисеев В.Н., Товстоног В.А., Павлова Я.М. Анализ температурного состояния оболочки мощного газоразрядного источника излучения для тепловых испытаний конструкций // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 4. С. 49–62.
8. Оптические элементы и устройства. URL: http://www.optotl.ru/AI_203 (дата обращения 05.08.2014).
9. Кварцевое стекло. URL: <http://www.stroitelstvo-new.ru/steklo/svoystva-2.shtml> (дата обращения 05.08.2014).
10. Елисеев В.Н. К расчету температуры цилиндрической колбы охлаждаемой газоразрядной лампы // Светотехника. 1960. № 3. С. 6.
11. Лыков А.В. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1972. 560 с.
12. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высш. шк., 1970. 710 с.
13. Елисеев В.Н. К расчету радиационно-кондуктивного теплообмена в системе, замкнутой частично прозрачной оболочкой // Инженерно-физический журнал. 2000. Т. 73. № 1. С. 107–112.

14. *Карташев Э.М.* Аналитические методы в теплопроводности твердых тел. М.: Высш. шк., 1979. 416 с.
15. *Беляев Н.М., Рядно А.А.* Методы нестационарной теплопроводности. М.: Высш. шк., 1978. 328 с.
16. *Dobrovinskaya E., Lytvynov L., Pishchik V.* Sapphire. Material, Manufacturing, Applications. New York: Springer, 2009. P. 109–114.
17. *Павлушкин Н.М.* Стекло. М.: Букинист, 1973. 488 с.

REFERENCES

- [1] Lukashevich V.P., Afanas'ev I.B. Kosmicheskie kryl'ya [Space Wings]. LenTa Ctranstviy Publ., 2009. 498 p.
- [2] Zheleznyakova A.N., Surzhikov S.T. Numerical Simulation of Hypersonic Flow Past Model of X-43 Flying Vehicle. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinost.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2010, no. 1, pp. 3–19 (in Russ.).
- [3] Eliseev V.N., Tovstonog V.A. Teploobmen i teplovye ispytaniya materialov i konstruktsiy aerokosmicheskoy tekhniki pri radiatsionnom nagreve [Heat Transfer and Thermal Tests of Materials and Aerospace Structures under Radiant Heating]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 2014. 400 p.
- [4] Eliseev V.N., Tovstonog V.A. Analysis of Technical Feasibilities to Create the High-Efficient Radiation-Heating Plants for Thermal Testing of Aerospace Machinery Objects. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinost.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2011, no. 1, pp. 57–70 (in Russ.).
- [5] Ivanov A.V. Prochnost' opticheskikh materialov [Strength of Optical Materials]. Leningrad, Mashinostroenie Publ., 1989. 144 p.
- [6] Stepan'yants Yu.R. Radiatsionnyy metod termicheskoy obrabotki izdeliy elektronnoy tekhniki [Radiation Heat Treatment of Electronic Articles]. Moscow, Vyssh. shk. Publ., 1986. 96 p.
- [7] Eliseev V.N., Tovstonog V.A., Pavlova Ya.M. Thermal regime analysis of the shell of the powerful gas-discharge emitting source for structure thermal testing. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinost.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2015, no. 4, pp. 49–62 (in Russ.). DOI: 10.18698/0236-3941-2015-4-49-62
- [8] Optical Elements and Devices. Available at: http://www.optotl.ru/AI_203 (accessed 05.08.2014).
- [9] Quartz Glass. Available at: <http://www.stroitelstvo-new.ru/steklo/svoystva-2.html> (accessed 05.08.2014).
- [10] Eliseev V.N. Calculation of Cylindrical Bulb Temperature of Cooled Gas Discharge Tube. *Svetotekhnika* [Light & Engineering], 1960, no. 3, p. 6 (in Russ.).
- [11] Lykov A.V. Teplomassoobmen. Spravochnik [Heat and Mass Transfer. Reference Book]. Moscow, Energiya Publ., 1972. 560 p.
- [12] Koshlyakov N.S., Gliner E.B., Smirnov M.M. Uravneniya v chastnykh proizvodnykh matematicheskoy fiziki [Partial Differential Equations of Mathematical Physics]. Moscow, Vyssh. shk. Publ., 1970. 710 p.
- [13] Eliseev V.N. Calculation of Radiative-Conductive Heat Transfer in a System Closed by a Semitransparent Envelope. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal* [Journal of Engineering Physics and Thermophysics], 2000, vol. 73, no. 1, pp. 107–112.
- [14] Kartashev E.M. Analiticheskie metody v teploprovodnosti tverdykh tel [Analytical Methods in the Thermal Conductivity of Solids]. Moscow, Vyssh. shk. Publ., 1979. 416 p.
- [15] Belyaev N.M., Ryadno A.A. Metody nestatsionaroy teploprovodnosti [Methods of Transient Heat Conduction]. Moscow, Vyssh. shk. Publ., 1978. 328 p.

- [16] Dobrovinskaya E.R. et al. Sapphire. Material, Manufacturing, Applications. N.Y., Springer, 2009, pp. 109–114.
- [17] Pavlushkin N.M. Steklo [Glass]. Moscow, Bukinist Publ., 1973. 488 p.

Статья поступила в редакцию 6.10.2015

Елисеев Виктор Николаевич — д-р техн. наук, профессор кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Eliseev V.N. — Dr. Sci. (Eng.), Professor of Spacecrafts and Launch Vehicles Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Товстоног Валерий Алексеевич — д-р техн. наук, профессор кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Tovstonog V.A. — Dr. Sci. (Eng.), Professor of Spacecrafts and Launch Vehicles Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Боровкова Татьяна Владимировна — канд. техн. наук, доцент кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Borovkova T.V. — Cand. Sci. (Eng.), Assoc. Professor of Spacecrafts and Launch Vehicles Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Павлова Ярослава Максимовна — студентка кафедры “Космические аппараты и ракеты-носители” МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Pavlova Ya.M. — student of Spacecrafts and Launch Vehicles Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Елисеев В.Н., Товстоног В.А., Боровкова Т.В., Павлова Я.М. Термостойкость оболочек газоразрядных трубчатых водоохлаждаемых источников излучения при нестационарном режиме работы // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2016. № 2. С. 45–59. DOI: 10.18698/0236-3941-2016-2-45-59

Please cite this article in English as:

Eliseev V.N., Tovstonog V.A., Borovkova T.V., Pavlova Ya.M. Thermostability of casings of gas-discharge tubular water-cooled radiation sources in nonstationary state. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinost.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2016, no. 2, pp. 45–59. DOI: 10.18698/0236-3941-2016-2-45-59