

УДК 66.045.3

А.В. Зуев¹, Ю.П. Заричняк², Д.Я. Баринов¹

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТЕПЛОЗАЩИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН ОКСИДА КРЕМНИЯ

DOI: 10.18577/2307-6046-2021-0-2-88-98

Описана математическая модель для обработки результатов измерений теплопроводности высокопористых волокнистых материалов тепловой защиты. Приводятся результаты и некоторые методические особенности измерения теплопроводности жесткой теплоизоляции на основе волокон тугоплавких оксидов. Исследована возможность измерений с учетом анизотропии свойств. Жесткость теплоизоляции в контактах волокон обеспечивается связующим. Теплопроводность измерена стационарным методом на цилиндрических образцах в широком диапазоне температур от 20 до 1700 °С в различных газовых средах.

Ключевые слова: волокнистая теплоизоляция, измерения, теплопроводность, теплофизические свойства, теплозащитный материал, летательный аппарат.

A. V. Zuev¹, Yu. P. Zarichnyak², D. Ya. Barinov¹

MEASUREMENT OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES RIGID FIBER INSULATION

Describes a mathematical model for processing the results of measurements of thermal conductivity of highly porous fibrous materials of thermal protection. The results and some methodological features of measuring the thermal conductivity of rigid thermal insulation based on refractory oxide fibers are presented. The possibility of measurements taking into account the anisotropy of properties is investigated. The stiffness of the thermal insulation at the fiber contacts is provided by the binder. Thermal conductivity was measured by the stationary method on cylindrical samples in a wide temperature range from 20 to 1700 °C in various gaseous media.

Keywords: fiber thermal insulation, measurements, thermal conductivity, thermophysical properties, heat protection material, fly vehicle.

¹Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов» Государственный научный центр Российской Федерации [Federal State Unitary Enterprise «All-Russian Scientific Research Institute of Aviation Materials» State Research Center of the Russian Federation]; e-mail: admin@viam.ru

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО» [ITMO University]; e-mail: od@itmo.ru

Введение

Одно из основных направлений развития авиационно-космической техники – увеличение скорости полета летательных аппаратов [1–3], что влечет за собой рост температуры на их поверхности и вызывает необходимость тепловой защиты конструкции аппаратов [4, 5]. В качестве эффективной внешней тепловой защиты скоростных летательных аппаратов находят применение теплоизоляционные конструкции с использованием высокопористых волокнистых материалов [6, 7]. Волокнистые материалы со связующим обладают высокой жесткостью, что позволяет при измерении теплопроводности надежно фиксировать в них датчики температуры – термопары. Особое

распространение в качестве как жесткой, так и гибкой теплоизоляции получили материалы на волокнах из аморфного оксида кремния. Среди достоинств высокопористых волокнистых материалов особое место занимают низкая теплопроводность, широкий диапазон рабочих температур, стабильность свойств при многократном нагревании и охлаждении.

Многочисленные работы посвящены расчетным и экспериментальным исследованиям теплопереноса в жестких волокнистых материалах со связующим [8–13]. Для оценки факторов, влияющих на результат измерения теплопроводности, используют, по возможности, аналитические решения с соответствующими упрощениями. В данной статье приведены некоторые результаты численных расчетов, подтверждающих принятые допущения, и модели теплообмена в измерительной ячейке.

Материалы и методы

Для измерения теплопроводности жестких высокопористых волокнистых материалов использованы стационарный метод и экспериментальная установка, которая ранее применялась для определения теплопроводности жесткой теплоизоляции на волокнах из аморфного оксида кремния, карбидов и нитридов стационарным методом на цилиндрических образцах [9, 10]. Метод, с помощью которого измерялась теплопроводность, нельзя в полной мере назвать методом радиального теплового потока. Даже при максимальной достигнутой длине образца 300–360 мм и его диаметре от 40 до 60 мм получить зону одномерного радиального теплового потока не удалось. Кроме того, образцы обладали анизотропией в азимутальном направлении. Измерительная ячейка, состоящая из 6 секций по длине образца, приведена на рис. 1, а. Одна из секций разрезана симметрично пополам для того, чтобы выделить центральную зону всей сборки для размещения в ней датчиков температуры. В трех центральных секциях в одном поперечном сечении на разных радиусах расположены термодпары (рис. 1, б). На этом рисунке показан образец с термодпарами в трех центральных секциях, внутри которого в охлаждаемых токопроводах установлен нагреватель в виде стержня из молибдена. Кроме того что термодпары находятся в одном сечении, они группируются в двух направлениях – в направлении сжатия полуфабриката материала с еще нефиксированными контактами между волокнами и перпендикулярно ему. Это позволяет измерить на цилиндрических образцах теплопроводность с учетом анизотропии, возникающей в жесткой волокнистой теплоизоляции в результате формования сырой волокнистой массы.

При измерении теплопроводности материалов с низкой теплопроводностью на цилиндрических образцах, появилась необходимость расчета тепловых потоков вдоль оси образцов, т. е. пришлось учитывать отклонения от одномерного приближения. Показано, что при изучении материалов с теплопроводностью 0,02–0,04 Вт/(м·К) тепловой поток вдоль оси образца сопоставим с тепловым потоком в радиальном направлении.

На рис. 1, а используются следующие обозначения: Z_{mi} – координаты сечения размещения термодпар; l_i – длина i -й секции образца ($3 \leq i \leq 5$) совпадает с расстоянием между потенциальными отводами, с помощью которых определяют падение напряжения на нагревателе U_i ; r_w , r_1 – радиусы стержня нагревателя и внешнего образца; φ – азимут.

В качестве нагревателей использовали стержни диаметром 3 мм из молибдена. Для расчета теплового потока, выделяемого в нагревателе, использованы потенциальные отводы и измерение тока по стержню. Для расчета теплопроводности в трех-пяти центральных секциях образца устанавливали термодпары в двух взаимно перпендикулярных направлениях – в направлении сжатия при формовании сырой массы волокон

и в плоскости, перпендикулярной сжатию. Для данной задачи зависимостью температуры нагревателя от радиуса можно пренебречь.

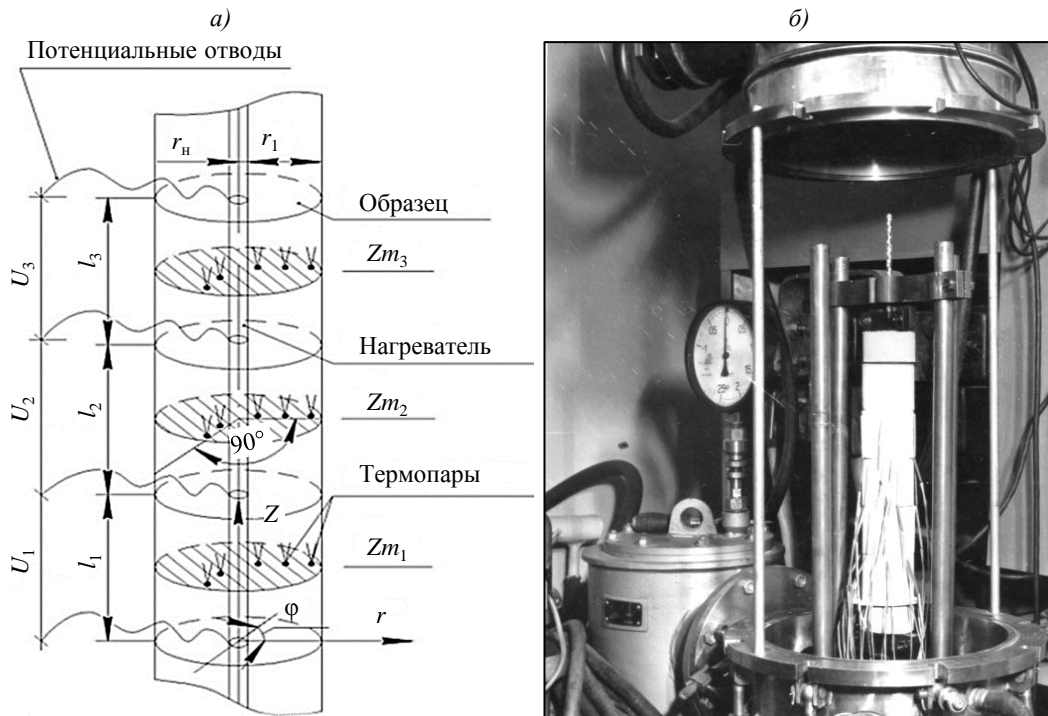


Рис. 1. Схема измерительного узла установки и выбора осей координат (а) и общий вид вакуумной камеры экспериментальной установки по измерению теплопроводности теплоизоляционных материалов стационарным методом на цилиндрических образцах (б)

Обозначим сечения образца, в которых размещены термопары, через $z_{Fi} \equiv Zm_i$ (рис. 1, а). Проведем оценку потерь тепла из выбранного сечения z_F . Потери тепла из выбранного сечения происходят и в нагревателе, и в образце. Тепловой поток, используемый для расчета теплопроводности образца в сечении $z_F - Q(z_F)$, отличается от измеряемой энергии, выделяемой в этом сечении нагревателем Q_F , на величину потерь по нагревателю $Q_H^n(z_F)$ и по образцу от радиуса r_H до места расположения выбранной термопары в точке $F(r_F, z_F) - Q_Z^n(r_F, z_F)$:

$$Q(z_F) = Q_F - Q_H^n(z_F) - Q_Z^n(r_F, z_F). \quad (1)$$

Определим потери тепла по нагревателю. Одномерное стационарное уравнение теплопроводности с внутренними источниками тепла для нагревателя имеет вид

$$\frac{d}{dz} \left[\lambda_H(T) \frac{dT_H(z)}{dz} \right] + \rho_H(T) j_H^2 = \frac{2}{r_H} \varepsilon_{H-обр}(T) \cdot \sigma_0 \cdot (T_H^4(z) - T^4(z)), \quad (2)$$

$$0 \leq r \leq r_H, -L \leq z \leq L, T_H(\pm L) = T_B,$$

где $\varepsilon_{H-обр}(T) = \left[\frac{1}{\varepsilon_H + \varepsilon_{обр} - 1} \right]^{-1}$ – приведенная степень черноты системы «нагреватель–образец»;

$\lambda_H(T)$ – теплопроводность материала нагревателя; $\rho_H(T_i^{cp}) = \frac{U_i}{j_H \cdot l_i}$ – удельное электросо-

противление материала нагревателя; j_H – плотность электрического тока; U_i – падение напряжения на i -м участке нагревателя длиной l_i ; L, r_H – длина и радиус нагревателя; T_B – температура охлаждающей воды; σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана.

Представим температуру нагревателя в виде полинома

$$T_H(z) = \sum_{i=1}^n \alpha_i z^i, \quad (3)$$

где α_i – коэффициенты разложения в ряд.

Тогда среднее значение $T_H(z)$ для участка $l_i = z_{i+1} - z_i$, где $1 \leq i \leq 3$, при условии, что измерение падения напряжения U_i проводится, например, на трех участках нагревателя имеет вид

$$T_i^{cp} = \frac{1}{l_i} \int_{z_i}^{z_{i+1}} T_H(z) dz, \quad l_i = z_{i+1} - z_i. \quad (4)$$

Увеличивая число потенциальных отводов, можно увеличить число членов ряда (2). Однако расчет показывает, что отличие температурного поля, рассчитанного по измерению падения напряжения на трех участках ($i=3$), отличается от варианта $i=5$ не более чем на (5–7)%, что позволяет ограничиться измерением падения напряжения на трех участках нагревателя. Измеряя ток нагревателя и падение напряжения по известным свойствам материала нагревателя и используя систему уравнений вида (3), получим коэффициенты ряда α_i , температурное поле $T_H(z)$ и тепловой поток $Q_H^n(z_F)$:

$$Q_H^n(z_F) = -\lambda_H(T) \left[\frac{dT_H(z)}{dz} \right]_{z_F} \pi \cdot r_H^2. \quad (5)$$

Для расчета температурного поля в образце $T(r, z)$ представим его в виде ряда

$$T(r, z) = \sum_{n=0}^4 \left[\sum_{m=0}^{M_i} Q_m r^m \right] \cdot z^n, \quad 1 \leq i \leq 5, \quad (6)$$

где M_i – число термпар в i -й секции образца, число секций с термопарами 5; Q_m – мощность.

Уравнение теплопроводности для образца:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda(T) \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda(T) \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right] = 0, \quad (7)$$

$$r_H \leq r \leq r_1, \quad -L \leq z \leq L,$$

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} = \varepsilon_{H-обр}(T) \cdot \sigma_0 [T_H^4(z) - T^4], \quad r = r_H,$$

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} = \varepsilon_{H-камера}(T) \cdot \sigma_0 [T^4(z) - T_B^4], \quad r = r_1,$$

где $\varepsilon_{обр-камера}(T) = \left[\frac{1}{\varepsilon_{камера} + \varepsilon_{обр} - 1} \right]^{-1}$ – приведенная степень черноты системы «внешняя цилиндрическая поверхность образца–водоохлаждаемая (температура стенки T_B) вакуумная камера».

При условии, что коэффициенты не зависят от температуры, уравнения теплопроводности для нагревателя и образца могут быть решены аналитически методом разделения переменных [14, 15]. Решения уравнений (2) и (7) могут быть получены в следующем виде:

– температурное поле в нагревателе

$$T_H(z) = \beta_1 - \rho_H(T_i^{cp}) [\lambda_H(T^{cp})]^1 \cdot j_H^2 z^2; \quad (8)$$

– температурное поле в образце

$$T(r, z) = \beta_2 \cdot I_0(\beta_3 \cdot r) \cdot \cos(\beta_4 \cdot z), \quad (9)$$

где β_i – постоянные, определяемые из эксперимента; $I_0(\beta_3 \cdot r)$ – функция Бесселя нулевого порядка; $j_n = I_n(\pi \cdot r_n^2)^{-1}$ – плотность тока в нагревателе.

Один из наиболее важных результатов расчета – зависимость ошибки при определении теплопроводности из-за неучета перетоков тепла в зависимости от величины теплопроводности образца (рис. 2). Этот результат в виде отклонения результата измерения, полученного в предположении одномерного радиального теплового потока в образце, от результата, полученного с учетом теплового потока вдоль оси z , может быть представлен в виде уравнений

$$\delta\lambda(T) = \frac{\lambda_{ид}(T) - \lambda(T)}{\lambda_{ид}(T)} \cdot 100\%, \quad (10)$$

$$\lambda_{ид}(T) = \frac{Q}{2\pi L} \cdot \frac{\ln\left[\frac{r_2}{r_1}\right]}{T_1 - T_2}, \quad (11)$$

где $\lambda_{ид}(T)$ – теплопроводность в идеальном случае, когда в цилиндрическом образце есть зона постоянной температуры вдоль оси z (осевые потери тепла по нагревателю и образцу отсутствуют).

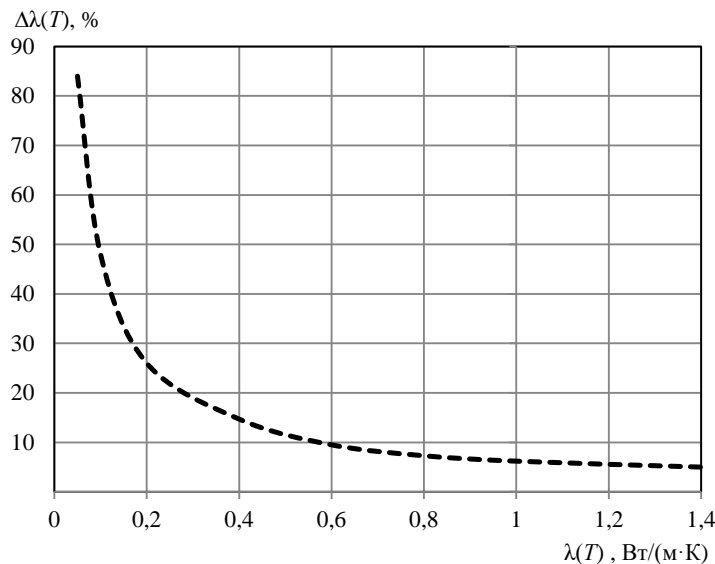


Рис. 2. Зависимость относительной ошибки $\Delta\lambda(T)$ при определении результата измерения от теплопроводности образца $\lambda(T)$

Как видно из данных рис. 2, при относительной ошибке не более 5% такое приближение возможно при изучении материалов с теплопроводностью >2 Вт/(м·К). Для теплоизоляционных материалов с теплопроводностью $\sim 0,05$ Вт/(м·К) ошибка может составлять $>80\%$.

Для оценки перетоков тепла в сечении $z = \text{const}$ при измерениях образцов с анизотропией свойств, возникающей при формовании полуфабриката по боковой поверхности цилиндрического образца, рассмотрим результаты аналитического решения двумерного температурного поля. В этой задаче температура изменяется только по радиусу и азимуту $T(r, \varphi)$. Предположим, что температуру образца в сечении $z = \text{const}$ можно записать по аналогии с эллипсом в виде

$$\lambda(T) = \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\lambda_{\max}^2} + \frac{\cos^2 \varphi}{\lambda_{\min}^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \lambda_{\min} (1 - \mu^2 \cdot \sin^2 \varphi)^{-\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

где $\mu^2 = 1 - \frac{\lambda_{\min}^2}{\lambda_{\max}^2}$.

Уравнение теплопроводности для этого случая:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda(\varphi) r \frac{\partial T(r, \varphi)}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\lambda(\varphi) \frac{\partial T(r, \varphi)}{\partial \varphi} \right] = 0, \quad (13)$$

$$r_{\text{н}} \leq r \leq r_1, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi,$$

при граничных условиях

$$r=r_{\text{н}}: -\lambda(T) \frac{\partial}{\partial r} T(r, \varphi) = \varepsilon_{\text{пр1}}(T) \cdot \sigma_0 \cdot (T_{\text{н}}^4 - T^4(r, \varphi));$$

$$r=r_1: -\lambda(T) \frac{\partial}{\partial r} T(r, \varphi) = \varepsilon_{\text{пр2}}(T) \cdot \sigma_0 \cdot (T^4(r, \varphi) - T_{\text{ст}}^4);$$

$$\varphi = 0 \pm \frac{\pi}{2}: \lambda(T) \frac{\partial}{\partial \varphi} T(r, \varphi) = 0,$$

где $T_{\text{ст}}$ – температура стенки; $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты.

В данном случае при условии постоянства коэффициентов также можно использовать метод разделения переменных и получить, применяя разложение в ряд Фурье по тригонометрическим функциям и используя в качестве граничных условий экспериментальные значения температуры $T(r_1, 0)$, выражение для температуры в виде

$$T(r, \varphi) = T(r_1, 0) \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-\chi} \times \left\{ 1 - \frac{1}{2} \chi^2 \varphi^2 \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \right) \varphi + \frac{1}{12} \left(\left(\frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \right)^2 - \left(2 \sum_{k=1}^{\infty} k b_k + \chi \right) \right) \varphi^2 - \dots \right] \right\}, \quad (14)$$

где a_k, b_k – коэффициенты разложения в ряд Фурье; $T(r_1, 0)$ – измеренное значение температуры; параметр χ может быть представлен в виде

$$\chi = \frac{\text{grad } T}{\bar{T}} \ll 1. \quad (15)$$

Тепловой поток в точке $F(r_F, z_F, \varphi_F)$ будет отличаться от потока, входящего в сечение z_F в направлении φ_F от нагревателя на величину аксиальных потерь $Q_{\varphi}^{\text{н}}(r_F, z_F, \varphi_F)$:

$$Q_{\varphi}^{\text{н}}(r_F, z_F, \varphi_F) = - \int_{r_{\text{н}}}^{r_F} \lambda(\psi_F) \left[\frac{\partial T(r, \varphi)}{\partial \varphi} \right]_{\varphi_F} \cdot \frac{1}{r} dr, \quad \psi_F = \varphi_F \pm \frac{\pi}{2}. \quad (16)$$

Используем в качестве дополнительного условия то обстоятельство, что радиальный тепловой поток в анизотропном теле, усредненный по азимуту $\varphi - \bar{Q}_r(r)$, будет отличаться от теплового потока, полученного в изотропном приближении – $Q_r(r)$, на величину аксиальных перетоков $Q_{\varphi}^{\text{н}}(r, \varphi)$. В таком случае, используя уравнения (14) и

(15), получаем, что для относительной плотности теплового потока в радиальном направлении выполняется соотношение

$$\begin{aligned} \delta q_r(\varphi) &= q_r(\varphi) / \bar{q}_r(\varphi), \\ \delta q_r(\varphi) &= -\lambda(\varphi) \left[\frac{\partial T(r, \varphi)}{\partial r} \right], \\ \bar{q}_r(\varphi) &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} q_r(\varphi) d\varphi. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда выражение для относительной плотности теплового потока можно получить в виде

$$\delta q_r(\varphi) = 4 \frac{\lambda(\varphi) \cdot \lambda_{\min}}{3\lambda_{\min}^2 + \lambda_{\max}^2}. \quad (18)$$

Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлена зависимость относительной плотности радиального теплового потока $\delta q_r(\varphi)$ при разных коэффициентах анизотропии $k = \lambda_{\min} / \lambda_{\max}$.

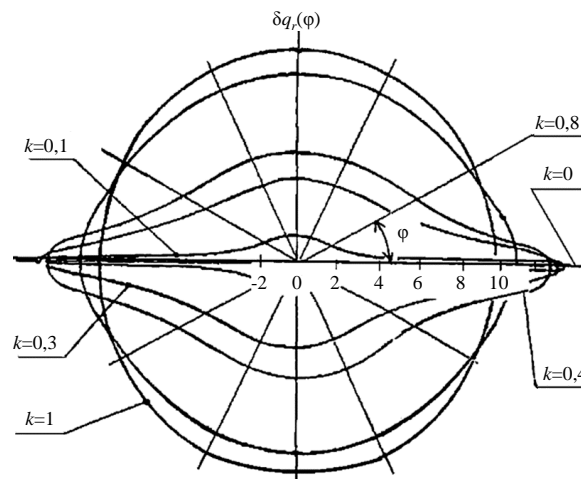


Рис. 3. Отношение радиального теплового потока в анизотропном теле к потоку, усредненному по углу $\delta q_r(\varphi) = \frac{q_r(\varphi)}{q_r^{cp}(\varphi)}$, в зависимости от коэффициента анизотропии $k = \lambda_{\min} / \lambda_{\max}$

Видно, что, определив предварительно коэффициент анизотропии $k = \lambda_{\min} / \lambda_{\max}$, можно определить угол φ , располагая термопары в котором, можно перейти к решению не трех-, а двумерной задачи при обработке результатов эксперимента. Это может сократить время на обработку результатов при изучении свойств серии близких по характеристикам образцов. Соотношение площадей внутри фигур для различных значений k на рис. 3 соответствует соотношению тепловых потоков при различных коэффициентах анизотропии на расстоянии радиуса $r = r_1$, так как в качестве дополнительного граничного условия в выражении (15) использовано измеренное значение температуры в образце $T(r_1, 0)$.

Сравнивая выражения для тепловых потоков в уравнениях (11) для $\lambda_{ид}$ и (18), можно получить соотношение, представленное графически на рис. 4:

$$\frac{\lambda(\varphi)}{\lambda_{ид}} = \frac{4k^2}{(3k^2 + 1)\sqrt{1 - (1 - k^2) \cdot \sin^2 \varphi}}. \quad (19)$$

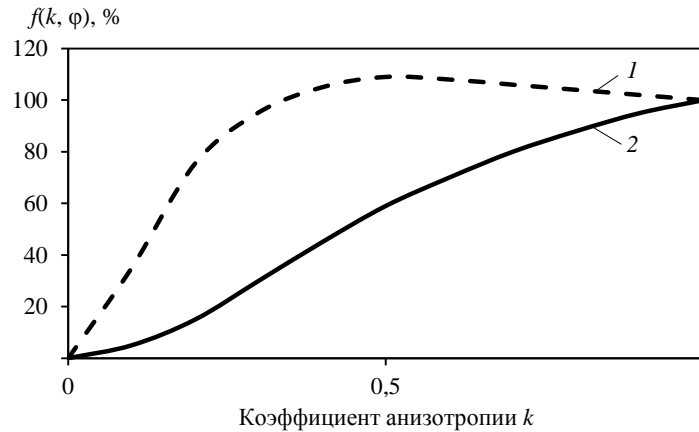


Рис. 4. Зависимости $f(k, \varphi)_1 = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\text{ид}}}$ (1) и $f(k, \varphi)_2 = \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_{\text{ид}}}$ (2) от коэффициента анизотропии k

Видно, что для материалов с $0,3 \leq k \leq 1$ измерения λ_{\max} , рассчитанные в приближении изотропии материала образца, отличаются от действительных значений λ_{\max} не более чем на $\pm 10\%$. Это обстоятельство может быть использовано, по крайней мере, для экспресс-анализа экспериментальных результатов.

Рассмотрим справедливость применения выбранной модели теплообмена между нагревателем и образцом с использованием численных решений уравнений теплопроводности для нагревателя (2) и образца (7). Образец высокопористого волокнистого материала плотно контактировал с нагревателем, при этом использована модель радиационного теплообмена. На рис. 5 показаны результаты расчета температурных полей при выборе моделей кондуктивного и радиационного теплообмена. Видно, что выбор в качестве граничного условия модели кондуктивного теплообмена, когда температура поверхности нагревателя равна температуре на внутренней цилиндрической поверхности образца (граничное условие четвертого рода), приводит к нереально высоким значениям температуры.

При выборе модели теплообмена за счет излучения рассчитанные значения отличаются от измеренных в пределах $\pm 10\%$. Для конкретного случая, приведенного на рис. 5 и в таблице, отклонение находится в пределах $\pm 5,5\%$, что является приемлемым результатом.

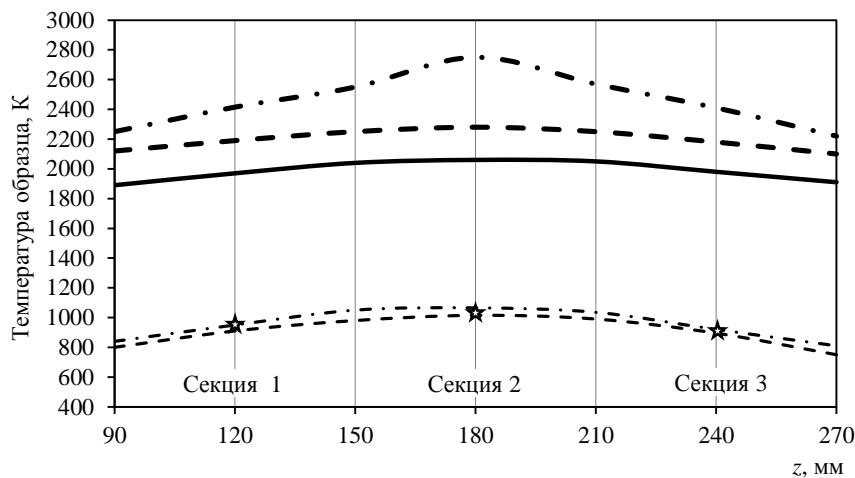


Рис. 5. Температурные поля в трех центральных секциях образца с координатами термодпары 3,0 (---); 3,7(- -) и 5,1 мм (—)

Результаты расчетов модели теплообмена за счет излучения

Секция образца	Координаты термопары	Температура, К		Отклонение расчетных значений от измеренных, %
		экспериментальная	расчетная	
1	$r=3,0$ мм, $z=120$ мм	973	942	-3,2
2	$r=3,7$ мм, $z=180$ мм	951	1005	+5,4
3	$r=5,1$ мм, $z=240$ мм	938	922	-1,7

В верхней части рис. 5 приведены три зависимости для модели теплообмена нагревателя с образцом при условии идеального контакта, в нижней части – в условиях теплообмена за счет излучения. Знаком «звездочка» отмечены экспериментальные значения температуры (см. таблицу).

Из данных таблицы следует, что отклонения расчетных температурных полей при использовании модели радиационного теплообмена отличаются от измеренных в пределах погрешности измерений.

На рис. 6 показаны результаты расчета влияния теплопроводности образцов на температуру нагревателя. Видно, что при одном и том же токе нагревателя 328 А его температура возрастает в 2 раза при измерении образца с теплопроводностью 0,1 Вт/(м·К) по сравнению с образцом с теплопроводностью от 10 до 100 Вт/(м·К). При этом в центральной зоне, очевидно, отсутствует участок, где можно считать температурное поле в нагревателе и образце одномерным.

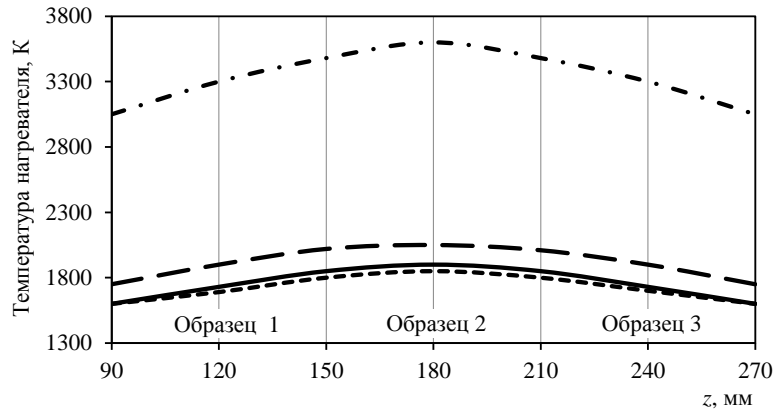


Рис. 6. Зависимость температуры нагревателя внутри трех центральных образцов с термопарами от теплопроводности этих образцов, Вт/(м·К): 0,1 (---); 1 (-.-); 10 (—) и 100 (- -)

На рис. 7–9 приведены результаты измерения теплопроводности анизотропных материалов на волокнах оксида кремния и муллита в вакууме и инертной газовой среде.

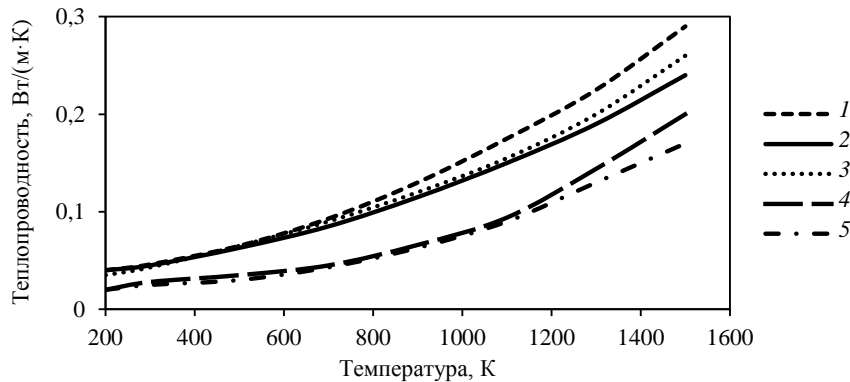


Рис. 7. Зависимость теплопроводности от температуры материала на волокнах из SiO₂ плотностью 140–150 кг/м³: 1, 3, 4 – эксперимент (1 – аргон 10⁵ Па; 3 – азот 10⁵ Па; 4 – вакуум 10⁻² Па); 2, 5 – расчет (2 – воздух 10⁵ Па; 5 – вакуум 10⁻² Па)

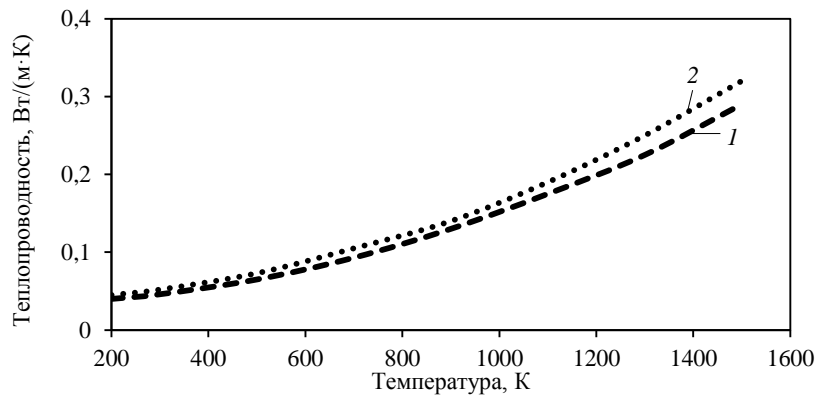


Рис. 8. Влияние анизотропии на зависимость теплопроводности от температуры материала на волокнах из SiO_2 плотностью $140\text{--}150 \text{ кг/м}^3$ (эксперимент, аргон 10^5 Па): 1 – теплопроводность в направлении, перпендикулярном направлению сжатия при формовании полуфабриката; 2 – теплопроводность в направлении сжатия

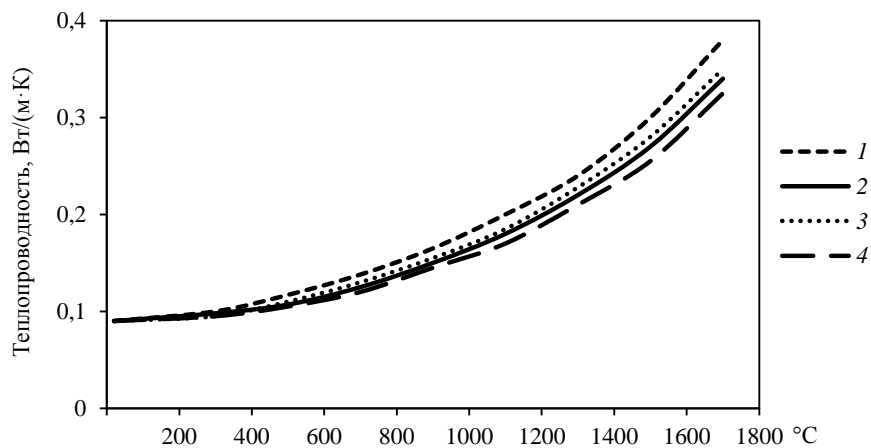


Рис. 9. Зависимость теплопроводности от температуры материала на волокнах из $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{SiO}_2$: 1, 3 – эксперимент в среде аргона при давлении газа 10^5 Па ; 2, 4 – расчет

Заключения

Модифицированный стационарный метод радиального теплового потока (метод «цилиндра») с учетом осевых перетоков тепла может быть использован для измерения теплопроводности широкого класса материалов, в том числе и теплоизоляционных.

При расчете аксиальных перетоков тепла метод может быть использован для измерения теплопроводности анизотропных материалов.

Выведены зависимости, позволяющие с достаточной для решения инженерных задач точностью определять необходимость учета перетоков тепла в измерительной зоне при изучении теплопроводности теплоизоляционных и анизотропных материалов.

Измерена теплопроводность высокопористых анизотропных теплоизоляционных материалов на волокнах тугоплавких оксидов, карбидов и нитридов в общем интервале температур от 20 до $1700 \text{ }^\circ\text{C}$.

Библиографический список

1. Каблов Е.Н. Инновационные разработки ФГУП «ВИАМ» ГНЦ РФ по реализации «Стратегических направлений развития материалов и технологий и их переработки на период до 2030 года» // Авиационные материалы и технологии. 2015. №1 (34). С. 3–33. DOI: 10.18577/2071-9140-2015-0-1-3-33.

2. Доспехи для «Бурана». Материалы и технологии ВИАМ для МКС «Энергия–Буран» / под общ. ред. Е.Н. Каблова. М.: Наука и жизнь, 2013. 128 с.
3. Каблов Е.Н. Становление отечественного космического материаловедения // Вестник РФФИ. 2017. №3. С. 97–105.
4. Житнюк С.В. Бескислородные керамические материалы для аэрокосмической техники (обзор) // Труды ВИАМ. 2018. №8 (68). Ст. 08. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения: 02.12.2020). DOI: 10.18577/2307-6046-2018-0-8-81-88.
5. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
6. Ивахненко Ю.А., Баруздин Б.В., Варрик Н.М., Максимов В.Г. Высокотемпературные волокнистые уплотнительные материалы // Авиационные материалы и технологии. 2017. №S. С. 272–289. DOI: 10.18577/2071-9140-2017-0-S-272-289.
7. Истомин А.В., Колышев С.Г. Электростатический метод формирования ультратонких волокон тугоплавких оксидов // Авиационные материалы и технологии. 2019. №2 (55). С. 40–46. DOI: 10.18577/2071-9140-2019-0-2-40-46.
8. Зуев А.В., Просунцов П.В. Модель структуры волокнистых теплоизоляционных материалов для анализа процессов комбинированного теплопереноса // Инженерно-физический журнал. 2014. Т. 87. №6. С. 1319–1330.
9. Зуев А.В., Просунцов П.В., Майорова И.А. Расчетно-экспериментальное исследование процессов теплопереноса в высокопористых волокнистых материалах // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6. №9. С. 410–420.
10. Зуев А.В., Заричняк Ю.П., Размахов М.Г. Предпосылки к выбору модели структуры высокопористых волокнистых материалов для учета влияния технологических факторов и расчета теплопереноса // Труды ВИАМ. 2019. №12 (84). Ст. 12. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения: 02.12.2020). DOI: 10.18577/2307-6046-2019-0-12-109-118.
11. Алифанов О.М., Будник С.А., Михайлов В.В., Ненарокомов А.В. Экспериментально-вычислительный комплекс для исследования теплофизических свойств теплотехнических материалов // Тепловые процессы в технике. 2010. Т. 1. №2. С. 49–60.
12. Майорова И.А. Математическое моделирование процесса теплопереноса и оптимизации конструкции многослойного теплозащитного покрытия // Авиационные материалы и технологии. 2013. №2 (27). С. 16–18.
13. Алифанов О.М., Черепанов В.В. Прогноз физических свойств и идентификация моделей легких высокопористых теплозащитных материалов // Вестник МАИ. 2010. Т. 16. №4. С. 48–57.
14. Ройзен Л.И. Приближенный метод решения задач теплопроводности многослойных тел // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. №4. С. 821–831.
15. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. Изд. 5-е. М.: Наука, 1977. 736 с.