

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

В.М. Фокин¹, В.Н. Чернышов²

*Кафедра «Теплотехника», Волгоградский государственный
архитектурно-строительный университет (1);
Кафедра «Криминалистика и информатизация
правовой деятельности», ТГТУ (2)*

Представлена членом редколлегии профессором С.В. Мищенко

Ключевые слова и фразы: неразрушающий контроль; симметричный нагрев; температуропроводность материала; упорядоченный тепловой режим.

Аннотация: На основе решения краевой задачи теплопроводности для симметричного нагрева или охлаждения призмы квадратного сечения разработана модель, описывающая закономерность упорядоченного теплового режима и исключаящая влияние внешних дестабилизирующих воздействий, коэффициента теплообмена, степени черноты и т.д. на результат определения температуропроводности исследуемых объектов.

Обозначения

α – коэффициент температуропроводности, м ² /с;	λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
T, t – текущие температуры, К;	μ_n – характеристические числа;
T_0 – начальная температура тела, К;	τ – время, с;
T_c – температура окружающей среды, К;	$\vartheta = (T - T_0)$ – избыточная температура, К;
$T(0; \tau); T_{ц}$ – температура центра тела, К;	$Fo = \frac{\alpha \tau}{R^2}$ – число Фурье;
$T(R; \tau); T_n$ – температура поверхности тела, К;	$Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$ – число Био;
α – коэффициент конвективного теплообмена, Вт/(м ² ·К);	$Ki = \frac{\varepsilon_n \sigma_0 T_c^3 R}{\lambda}$ – число Кирпичева.
ε_n – приведенная степень черноты;	
$\theta = T/T_0$ – безразмерная относительная температура;	

В настоящее время одной из наиболее актуальных проблем является поиск и создание энергосберегающих мероприятий и инженерных решений по созданию технологических процессов с минимальными тепловыми потерями. Большую роль в этом играют знания теплофизических характеристик (ТФХ) используемых и вновь разрабатываемых материалов и изделий. Проблемы энергосбережения и снижения потерь теплоты в окружающую среду существенно влияют на экологическую ситуацию, технико-экономические показатели и капитальные затраты строительных объектов, а теплотехнические характеристики ограждающих конструкций – на тепловой и воздушный режим зданий, а также работу их систем отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха, потребляющих в настоящее время значительное количество тепловой энергии. Для решения этих задач необ-

ходимо знать тепло- и температуропроводность строительных, облицовочных, тепло- и электроизоляционных материалов.

В настоящее время расширяются работы по исследованию и разработке более совершенных методов и устройств определения ТФХ различных материалов и готовых изделий. Несмотря на определенные успехи в этом направлении, методы предсказания свойств пока еще должного развития не получили, а главным источником информации остается эксперимент.

Представленная статья посвящена разработке теоретических основ для определения коэффициента температуропроводности материалов абсолютным методом по тепловым изменениям на поверхности образца, выполненного в виде призмы квадратного сечения, без нарушения его целостности и эксплуатационных характеристик. Методика определения коэффициента температуропроводности материала основана на измерении температур на поверхности призмы квадратного сечения в двух точках – на ребре и середине грани. Разработанный метод выгодно отличается от известных методов быстродействием, небольшой погрешностью, обладает новизной и оригинальностью. Кроме того, методика позволяет легко автоматизировать теплофизический эксперимент, упрощает реализацию на базе микропроцессорной техники и поэтому является перспективной для использования в информационно-измерительных системах неразрушающего контроля ТФХ материалов.

Интерес к измерениям коэффициента температуропроводности обусловлен рядом причин. Прежде всего, температуропроводность является паспортной характеристикой существующих и вновь разрабатываемых строительных материалов, число которых непрерывно растет. Тесно связаны со знанием температуропроводности задачи экономии энергии, расчета тепловых режимов сложных конструкций, а также в нестационарных процессах нагрева или охлаждения, оптимизации технологических процессов в различных температурных интервалах. Кроме того, температуропроводность как структурный параметр, является эффективным инструментом в научных исследованиях.

В литературе можно встретить ряд методов, позволяющих определять температуропроводность материалов [1 – 7]. Эти методы обладают своими преимуществами и недостатками. При использовании таких методов, как квазистационарный, импульсный, монотонного и периодического нагрева, термоупругих явлений требуется сложное и дорогостоящее оборудование. В большинстве методов установка датчиков температур проводится внутри тела, что связано с рядом трудностей, так как расположение термопар в центральной части, во-первых, нарушает целостность исследуемых объектов, во-вторых, вносит дополнительные погрешности из-за возмущающего воздействия электродов термопар на картину температурных полей в исследуемых объектах, а также неточного расположения рабочих спаев термопар в строго определенных точках внутри исследуемых образцов. Поэтому наиболее приемлемыми методами определения теплофизических характеристик материалов являются неразрушающие, основанные на измерениях температур на поверхности без внедрения первичных измерительных преобразователей внутрь исследуемых объектов.

Наиболее полную информацию о тепловых процессах исследуемых материалов и изделий содержит температурное поле, определяемое из решения краевых задач теплопроводности для соответствующих тепловых воздействий и условий проведения теплофизического эксперимента. Для создания математических моделей тепловых процессов в физических объектах или исследуемых образцах необходимо определение температурного поля в объекте при различных видах теплового воздействия на его поверхность. При этом вид и режим теплового воздействия, форму нагревателя и условия проведения эксперимента выбирают таким,

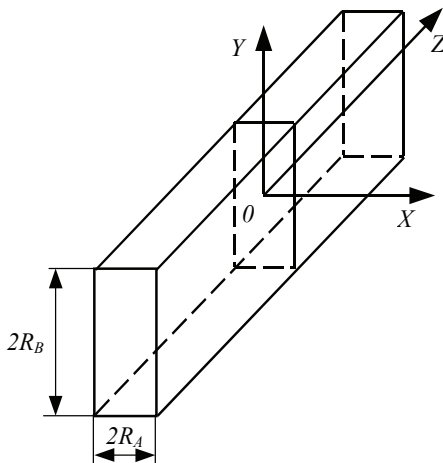


Рис. 1 Призма прямоугольного сечения бесконечной длины ($z \rightarrow \infty$):
 x, y, z – текущие координаты;
 $2R_A, 2R_B$ – ширина грани по оси x, y

чтобы с помощью несложных математических зависимостей адекватно описать физику процесса.

Смысл предлагаемого лучше всего пояснить на примере симметричного нагревания призмы прямоугольного сечения (рис. 1).

При любых граничных условиях процесс симметричного нагревания призмы может быть описан дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial T(x, y, \tau)}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial y^2} \right] \quad (1)$$

с условиями однозначности (симметрии, граничными и начальными)

$$\frac{\partial T(0, y, \tau)}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T(x, 0, \tau)}{\partial y} = 0; \quad (2)$$

$$T(R, y, \tau) = T_n(y, \tau) \quad T(x, R, \tau) = T_n(x, \tau); \quad (3)$$

$$T(x, y, 0) = T_0. \quad (4)$$

Выражение (1) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(x, y, \tau)}{\partial \tau} &= a \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} \left[1 + \frac{\frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial y^2}}{\frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2}} \right] = \\ &= a \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} \left(1 + \frac{\text{grad}_y g}{\text{grad}_x g} \right) = a \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} (1 + \beta_y), \end{aligned} \quad (5)$$

где β_y – отношение составляющей градиента теплового потока в направлении y к составляющей градиента теплового потока в направлении x .

Если призму нагревать симметрично конвективным потоком тепла, то температурное поле по ее сечению можно определить по принципу перемножения температурных критериев [8]:

$$T(x, y, \tau) = T_c - (T_c - T_0) \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{R_A}\right) e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau}{R_A^2}} \sum_{m=1}^{\infty} D_m \cos\left(\mu_m \frac{y}{R_B}\right) e^{-\mu_m^2 \frac{a\tau}{R_B^2}}. \quad (6)$$

Составляющие градиента теплового потока в направлении x и y соответственно будут равны

$$\frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2} = (T_c - T_0) \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{\mu_n^2}{R_A^2} \cos\left(\mu_n \frac{x}{R_A}\right) e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau}{R_A^2}} \sum_{m=1}^{\infty} D_m \cos\left(\mu_m \frac{y}{R_B}\right) e^{-\mu_m^2 \frac{a\tau}{R_B^2}}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 T(x,y,\tau)}{\partial y^2} = (T_c - T_0) \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{R_A}\right) e^{-\mu_n^2 \frac{\alpha \tau}{R_A^2}} \sum_{m=1}^{\infty} D_m \frac{\mu_m^2}{R_B^2} \cos\left(\mu_m \frac{y}{R_B}\right) e^{-\mu_m^2 \frac{\alpha \tau}{R_B^2}}. \quad (8)$$

Используя решение (6) – (8), можно показать характер изменения соотношений составляющих градиента теплового потока β_y для различных вариантов (рис. 2).

В начальном периоде теплового воздействия отношение составляющих градиента теплового потока является функцией критерия Fo, но с течением времени процесс становится автомодельным относительно аргумента τ . Это происходит

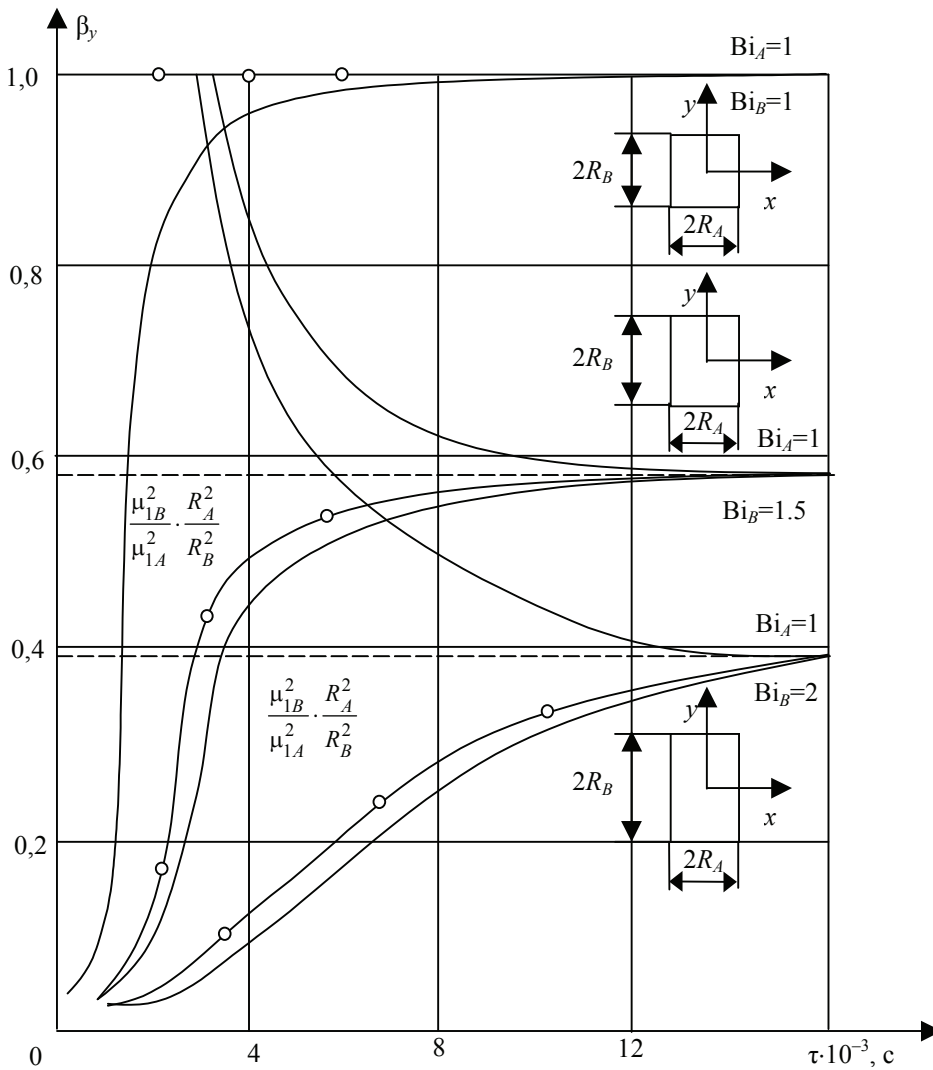


Рис. 2 График изменения величины β_y , когда на границах призмы действует конвективный тепловой поток ($Bi_A = 1$; $Bi_B = 1,5$; $Bi_B = 2$):

- — величина β_y для центра;
- — величина β_y для поверхности

потому, что в области регулярного режима ($\tau > \tau^*$) выражение (6) упрощается, а кривые асимптотически стремятся к пределу

$$\beta_y(\text{Bi}_A; \text{Bi}_B) = \frac{\mu_{1B}^2 R_A^2}{\mu_{1A}^2 R_B^2}, \quad (9)$$

где μ_{1A} и μ_{1B} – первые характеристические числа, зависящие от чисел Био, определяемых по выражениям:

$$\text{Bi}_A = \frac{\alpha R_A}{\lambda_c}, \quad \text{Bi}_B = \frac{\alpha R_B}{\lambda_c}. \quad (10)$$

Таким образом, в регулярной стадии β_y не зависит от критерия Фурье, а является функцией Bi_A и Bi_B и отношениями между измерениями сторон призмы R_A и R_B во второй степени. При R_B , стремящимся к R_A , призма принимает форму квадратного сечения, а значение β_y начинает стремиться к своему предельному значению, равному единице. Отношение составляющих градиента теплового потока β_y (когда $R_A = R_B$) при лучистом нагреве призмы квадратного сечения также равно единице в области упорядоченного теплового периода. Этот же результат получается при симметричном нагреве призмы квадратного сечения и суммарным потоком тепла (одновременно конвекцией и радиацией).

Следовательно, для области упорядоченного теплового периода в призме квадратного сечения бесконечной длины условия нагревания могут быть описаны следующими зависимостями:

$$\frac{\partial T(x, y, \tau)}{\partial \tau} = 2a \frac{\partial^2 T(x, y, \tau)}{\partial x^2}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial T(0, x, \tau)}{\partial x} = 0, \quad (12)$$

$$T(R, y, \tau) = T_n(y, \tau), \quad (13)$$

$$T(x, y, \tau^*) = T^*(x, y), \quad (14)$$

где $\tau > \tau^*$.

В процессах распространения тепла, описываемых системой уравнений (11) – (14), искомое температурное поле является функцией многих физических параметров. Поскольку любое явление природы не зависит от выбранной системы единиц и величин измерения, то наиболее целесообразно описывать его совокупностью уравнений в безразмерном виде (15) – (18). Безразмерная форма имеет ряд преимуществ и замечательна тем, что охватывает множество явлений, подобных друг другу и, кроме того, позволяет оперировать значительно меньшим числом аргументов.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \text{Fo}} = 2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \theta(0; \text{Fo})}{\partial X} = 0, \quad (16)$$

$$\theta(1; \text{Fo}) = \theta_n(\text{Fo}), \quad (17)$$

$$\theta(x, y, 0) = \theta_0, \quad (18)$$

где $\theta_n(\text{Fo})$ – уже заданное изменение температуры поверхности тела.

Система (15) – (18) дает возможность получить решение в неявной форме [9]:

$$\theta(X;Fo) = \theta_{\Pi} - \sum_{n=1}^{\infty} P(X) e^{-2\mu_n^2 Fo} \int_0^{Fo} e^{2\mu_n^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo ,$$

которое для упорядоченной части процесса ограничивается только первым членом ряда и имеет вид

$$\theta = \theta_{\Pi} - P_1(X) e^{-2\mu_1^2 Fo} \int_0^{Fo} e^{2\mu_1^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo . \quad (19)$$

Поскольку граничные условия (17) предусматривают различные способы нагревания (или охлаждения), то решение (19) следует рассматривать как универсальное в этом отношении. Кроме того, функция $P(X)$ для неограниченной пластины выражается через тригонометрическую функцию. Для призмы квадратного сечения бесконечной длины, получаемой пересечением двух неограниченных пластин, выражение (19) записывается так:

$$\theta = \theta_{\Pi} - \frac{2}{\mu} \sin[\mu_1(1-X)] e^{-2\mu_1^2 Fo} \int_{Fo^*}^{Fo} e^{2\mu_1^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo , \quad (20)$$

где Fo^* соответствует началу упорядоченного теплового режима.

Вычислив значения относительных температур соответственно для поверхности ($X=1$) и центра бруса ($X=0$), определим их разность $\Delta\theta$:

$$\Delta\theta = \theta_{\Pi} - \theta_{\Pi} = \pm \frac{2}{\mu_1} e^{-2\mu_1^2 Fo} \int_{Fo^*}^{Fo} e^{2\mu_1^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo$$

или

$$\Delta\theta e^{2\mu_1^2 Fo} = \pm \frac{2}{\mu_1} \int_{Fo^*}^{Fo} e^{2\mu_1^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo .$$

Преобразуем это выражение к виду

$$\frac{d(\Delta\theta e^{2\mu_1^2 Fo})}{dFo} = \frac{d\left(\frac{2}{\mu_1} \int_{Fo^*}^{Fo} e^{2\mu_1^2 Fo} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} dFo\right)}{dFo} .$$

После дифференцирования получаем

$$\frac{d\Delta\theta}{dFo} + \Delta\theta 2\mu_1^2 = \pm \frac{2}{\mu_1} \frac{d\theta_{\Pi}}{dFo} .$$

С учетом сокращения и разделения переменных

$$\frac{d\Delta\theta}{\Delta\theta} \pm \frac{2}{\mu_1} \frac{d\theta_{\Pi}}{d\theta} = -2\mu_1^2 dFo .$$

Интегрируя последнее выражение и обозначив тождество символом Φ , получим

$$\Phi = \ln\Delta\theta \pm \frac{2}{\mu_1} \int \frac{d\theta_{\Pi}}{d\theta} = -2\mu_1^2 Fo + \text{const} , \quad (21)$$

или в размерной форме

$$\Phi = \ln \Delta T \pm \frac{2}{\mu_1} \int \frac{dT_R}{\Delta T} = -2\mu_1^2 \frac{a}{R^2} \tau + \text{const}, \quad (22)$$

где ΔT – положительная разность температур между поверхностью и центром тела. Знак минус перед интегралом означает процесс нагревания, а знак плюс – охлаждения; R – половина ширины грани призмы; $\mu_1 = \pi/2$; $2/\mu_1$ – постоянное число, теоретически равное 1,27, что соответствует измерению температуры строго в центральной точке призмы квадратного сечения. При некотором смещении точки эта постоянная величина несколько уменьшается. С учетом объемности термопары можно рекомендовать $2/\mu_1 = P = 1,23$.

Следовательно, математические условия (15) – (18) позволяют получить решение в неявной форме с точностью до неизвестной постоянной величины (константы)

$$\Phi = \ln [T(R, y, \tau) - T(0, y, \tau)] - 1,23 \int \frac{dT(R, y, \tau)}{T(R, y, \tau) - T(0, y, \tau)} = -4,94 \frac{a}{R^2} \tau + \text{const}. \quad (23)$$

Полученное выражение (23) является закономерностью упорядоченного теплового режима в призме квадратного сечения при любых симметричных условиях теплообмена на границе. Закономерность упорядоченного теплового режима (23) не лимитируется параметрами и физическими переменными внешней среды. При ее практическом использовании нет необходимости измерять температуру окружающей среды или поддерживать ее постоянной. В структуру закономерности не входят такие физические характеристики, как коэффициент теплообмена, степень черноты и др. Температура окружающей среды может изменяться во времени. Однако во всех случаях необходимым условием является наступление упорядоченного теплового периода, то есть когда температурный комплекс Φ начнет изменяться во времени по закону прямой линии.

Если температуру измерять в конкретных парах точек I–II, III–IV, V–VI сечения призмы (рис. 3), то выражение упорядоченного теплового режима для каждой пары запишется следующим образом:

$$\Phi_{i-(i+1)} = \ln(T_{i+1} - T_i) - 1,23 \int \frac{dT_{i+1}}{T_{i+1} - T_i} = -4,94 \frac{a}{R^2} \tau + \text{const}, \quad (24)$$

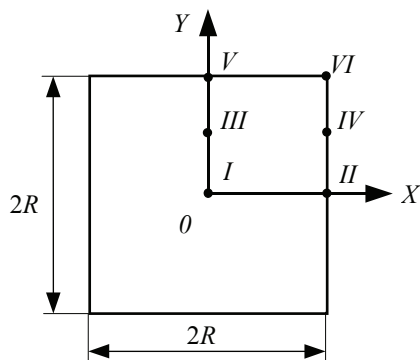


Рис. 3 Расчетные точки призмы квадратного сечения:

$I \equiv (x = y = 0)$; $II \equiv (x = R; y = 0)$;
 $III \equiv (x = 0, y = 0,5 R)$; $IV \equiv (x = R; y = 0,5 R)$;
 $V \equiv (x = 0, y = R)$; $VI \equiv (x = R, y = R)$.

где $i = 1 \dots 5$.

Когда призма нагревается конвективным потоком тепла, то температурное поле в области упорядоченного теплового режима может быть описано известным распределением [8]

$$\frac{T_c - T}{T_c - T_0} = D_1^2 \cos\left(\mu_{1n} \frac{x}{R}\right) e^{-\mu_{1n}^2 \frac{a\tau}{R^2}} \times \\ \times \cos\left(\mu_{1m} \frac{y}{R}\right) e^{-\mu_{1m}^2 \frac{a\tau}{R^2}}. \quad (25)$$

Результат непосредственной подстановки решения (25) в законо-

мерность (24) подтверждает правильность этих уравнений при любых значениях критерия конвективного теплообмена Bi .

Проверка закономерности упорядоченного теплового режима при симметричном нагревании призмы квадратного сечения бесконечной длины лучистым потоком тепла может быть осуществлена только численным методом из-за отсутствия строгого аналитического решения нелинейных задач такого типа [9]. При численном решении системы (24) был использован метод конечных разностей. Для проверки закономерности упорядоченного теплового режима при граничных условиях, соответствующих лучистому и суммарному потоку тепла (одновременно радиации и конвекции), целесообразно воспользоваться числовыми данными безразмерных температур в точках $I - VI$ призмы квадратного сечения, вычисленные на ЭВМ.

Имея результаты численного интегрирования ЭВМ, можно выполнить построения, показывающие наступление упорядоченного теплового режима в призме квадратного сечения бесконечной длины при нагревании лучистым и суммарным тепловыми потоками. На рис. 4 показаны графики зависимости безразмерных температур θ от значений критерия Фурье (Fo) в точках I, II, III, IV, V, VI при нагревании призмы квадратного сечения суммарным тепловым потоком. По правой оси ординат на рисунке нанесены результаты вычислений $\Phi_{I-II}, \Phi_{III-IV}, \Phi_{V-VI}$ на основе закономерности

$$\Phi_i = \ln(\theta_{i+1} - \theta_i) - 1,23 \int \frac{d\theta_i}{\theta_{i+1} - \theta_i}. \quad (26)$$

Как видно из графических построений, тангенс угла наклона каждой прямой линии Φ или ее угловой коэффициент $\Delta\Phi/\Delta Fo$, численно равен множителю 4,94. Подобные расчеты были выполнены для большого числа сочетаний критериев теплообмена Ki и Bi и показали высокую степень согласования. Таким образом, математические исследования позволили получить закономерность упорядоченного теплового режима (23) в призме квадратного сечения бесконечной длины, а достоверность закономерности упорядоченного теплового режима (23) подтверждается при любых симметричных условиях теплообмена на границе призмы квадратного сечения при большом числе сочетаний критериев теплообмена Ki и Bi .

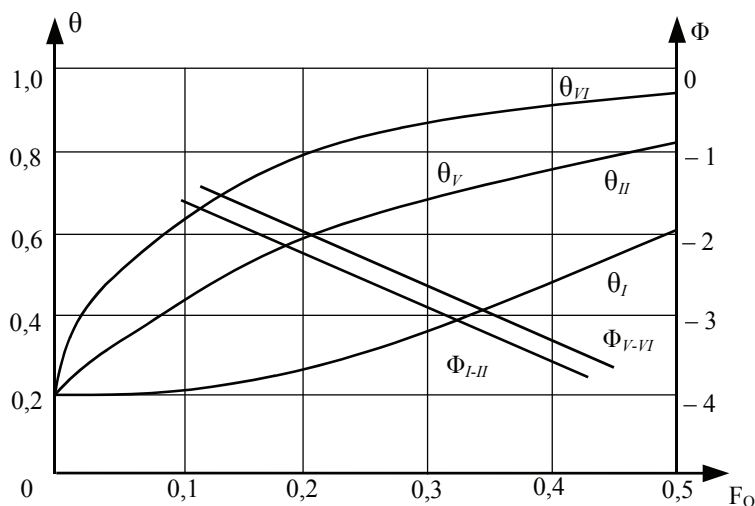


Рис. 4 Нагрев призмы квадратного сечения суммарным потоком тепла

($Ki = 0,5; Bi = 0,5; \theta_0 = 0,2$):

$\theta_I, \theta_{II}, \theta_V, \theta_{VI}$ – данные ЭВМ;

Φ_{I-II}, Φ_{V-VI} – результаты расчета закономерности по формуле (26)

Эти теоретические исследования позволяют использовать закономерность упорядоченного теплового режима (24) для экспериментального определения коэффициента температуропроводности материалов на образцах, выполненных в виде призмы квадратного сечения. Проведение опытов для определения коэффициента температуропроводности не требует измерений таких физических величин, как температура окружающей среды, коэффициент теплообмена, степень черноты. Нет необходимости в предварительном определении коэффициента теплопроводности вещества. Отпадает необходимость в создании чисто конвективной или чисто лучистой окружающей среды, что сильно упрощает условия проведения эксперимента (экспериментальную установку) и повышает метрологический уровень результатов измерения.

Список литературы

1. Бойков Г.П. Определение теплофизических свойств строительных материалов / Г.П. Бойков, Ю.В. Видин, В.М. Фокин. – Красноярск: Изд. Красноярского университета, 1992. – 172 с.
2. Кондратьев Г.М. Регулярный тепловой режим / Г.М. Кондратьев. – М.: Гостехиздат, 1954. – 408 с.
3. Власов В.В. Автоматические устройства для определения теплофизических характеристик твердых материалов / В.В. Власов. – М.: Машиностроение, 1977. – 168 с.
4. Методы определения теплопроводности и температуропроводности / Под ред. А.В. Лыкова. – М.: Энергия, 1973. – 336 с.
5. Платунов Е.С. Теплофизические измерения в монотонном режиме / Е.С. Платунов. – Л.: Энергия, 1973. – 143 с.
6. Чернышова Т.И. Методы и средства неразрушающего контроля теплофизических свойств материалов / Т.И. Чернышова, В.Н. Чернышов. – М.: Машиностроение, 2001. – 240 с.
7. Черпаков В.П. Теория регулярного теплообмена / В.П. Черпаков. – М.: Энергия, 1975. – 225 с.
8. Лыков А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.
9. Видин Ю.В. Инженерные методы расчетов процессов теплопереноса / Ю.В. Видин. – Красноярск, 1974. – 144 с.

Theoretical Grounds for Determining Temperature Conductivity of Construction Materials by Means of Non-Destructive Control

V.M. Fokin¹, V.N. Chernyshov²

Departments: "Heat Engineering", Volgograd State University of Architecture and Construction (1);

"Criminal Law and Legal Activity Informatization", TSTU (2)

Key words and phrases: non-destructive control; symmetrical heating; temperature conductivity of the material; ordered heat mode.

Abstract: Based on the solution of boundary task of heat conductivity for symmetrical heating or cooling of prism square section the model describing the mechanism of ordered heat mode is developed. It excludes the influence of outer

destabilizing factors, heat exchange coefficient, the level of blackness, etc., on the result of determining temperature conductivity of examined objects.

Theoretische Grundlagen der Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit der Baumaterialien durch die Methode der nichtzerstörenden Kontrolle

Zusammenfassung: Auf Grund der Lösung der Ortsaufgabe der Wärmeleitfähigkeit für die symmetrische Erwärmung oder Abkühlung des Prismas des quadratischen Schnittes ist das Modell entwickelt, das die Gesetzmäßigkeit des geregelten thermischen Regimes beschreibt und den Einfluß der äusserlichen entstabilisierten Einwirkungen, des Koeffizientes des Wärmeaustausches, der Stufe der Schwärze und usw. auf das Ergebnis der Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit der untersuchenden Objekte ausschließt.

Bases théoriques de la définition de la conductibilité de chaleur des matériaux de construction par la méthode du contrôle non destructif

Résumé: A la base de la solution du problème aux limites de la conductibilité de chaleur pour un échauffement symétrique ou bien pour un refroidissement de la prisme de la section quarée est élaboré le modèle décrivant les régularités du régime calorifique ordonné qui exclut l'influence de l'action extérieure déstabilisante, du coefficient de la noirceur etc sur le résultat de la définition de la conductibilité de chaleur des objets étudiés.
