

Определение коэффициента теплопроводности металлов при высоких температурах методом тонкой проволоки

С учетом теплообмена теплопроводностью, конвекцией и излучением анализируется распределение температуры по длине металлической проволоки, через которую пропускается постоянный ток. На основе полученных аналитических зависимостей для температурного профиля, предложен метод определения коэффициента теплопроводности металла при высоких температурах.

Определение коэффициента теплопроводности металлов основан на методе тонкой проволоки, который также используется для определения коэффициента теплопроводности окружающего газа, коэффициента черноты металлов, теплообмена проволоки и кинетики химических реакций [1-7].

В работе [1] описывается метод определения коэффициента теплопроводности металлов, основанный на исследовании теплообмена в вакууме короткой металлической проволоки, которая нагревается электрическим током. Приведённая экспериментальная установка позволяла измерять сопротивление участков определенной длины нагретых металлических проволок. Нагрев проволок разной длины исследуемого металла до одинаковой максимальной температуры позволял в расчётах считать одинаковым коэффициент черноты вблизи максимальной температуры и определять коэффициент теплопроводности металла при высоких температурах.

Целью данной работы является анализ температурного профиля по длине металлической проволоки, а также рассмотрение метода определения коэффициента теплопроводности металла с учетом теплообмена проволоки молекулярно-конвективным путем с окружающим газом и излучением с окружающими телами.

Образец металла в виде тонкой проволоки нагревается в газовой среде (воздухе). Теплообмен поверхности с газовой средой осуществляется естественной конвекцией и описывается законом Ньютона-Рихмана. Кроме того с нагретой поверхности проволоки происходит теплоотдача излучением менее нагретым окружающим телам. Естественным, что температура концов исследуемой проволоки не постоянна и не равна температуре газа, что не принимается во внимание во многих расчетах. Для решения вопроса о выборе температуры концов в общей задаче учтем наличие достаточно толстых подводных проводов, без которых в реальности просто не обойтись.

Рассмотрим металлическую цилиндрическую проволоку длиной L и диаметром d , у которой каждый из концов $x = -L/2$ и $x = L/2$ присоединен к металлической проволоке длиной L_p и диаметром d_p . Через полученную систему про-

водников общей длиной $L + L_p$ пропускается электрический ток силы I , с использованием схемы со стабилизацией силы тока.

Без учета градиент температуры по радиусу (для тонких металлических проводников это допустимо), нестационарный профиль температуры вдоль исследуемой металлической проволоки и токоподводящего провода можно описать уравнениями теплопроводности

$$\left\{ \begin{array}{l} c_m \rho_m \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_m \frac{dT}{dx} \right) - \frac{p}{S} \left[\varepsilon \sigma (T^4 - T_g^4) + \alpha (T - T_g) \right] + \frac{I^2 \eta}{S^2}, \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_p \rho_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_p \frac{dT_p}{dx} \right) - \frac{p_p}{S_p} \left[\varepsilon_p \sigma (T_p^4 - T_g^4) + \alpha_p (T_p - T_g) \right] + \frac{I^2 \eta_p}{S_p^2}. \end{array} \right. \quad (2)$$

$$T(t=0) = T_b, \quad T_p(t=0) = T_{pb}.$$

Коэффициенты теплообмена каждой из проволок α и α_p , имеющих разные диаметры, определяются по аналогичным зависимостям:

$$\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}, \quad Nu = \begin{cases} 0.5 & \text{при } Gr \cdot Pr < 1.5 \cdot 10^{-3} \\ 1.18 (Gr \cdot Pr)^{0.125} & \text{при } Gr \cdot Pr \geq 1.5 \cdot 10^{-3} \end{cases},$$

$$Gr = \frac{gd^3 (T - T_g)}{273 \nu_g^2}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T + T_g}{2 \cdot 273} \right)^{0.75}, \quad \nu_g = \nu_{g0} \left(\frac{T + T_g}{2 \cdot 273} \right)^{1.68}.$$

Здесь индекс p относится к подводящим проводам. S – площадь поперечного сечения исследуемой проволоки, p – периметр поперечного сечения исследуемой проволоки, ε – коэффициент черноты поверхности исследуемой проволоки, σ – константа Стефана-Больцмана, c_m, ρ_m, λ_m – удельная теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности материала исследуемой проволоки, λ_g – коэффициент теплопроводности газа (воздуха), ν_g – коэффициент кинематической вязкости газа (воздуха), Nu, Gr, Pr – числа Нуссельта, Грасгофа, Прандтля.

Температурные зависимости удельного сопротивления материалов исследуемой проволоки и подводящих проводов определяются через значения при нормальной температуре $T_k = 273$ К [8] в виде:

$$\eta = \eta_0 (1 + \beta (T - T_k)) \quad \text{и} \quad \eta_p = \eta_{p0} (1 + \beta_p (T_p - T_k)). \quad (3a)$$

Для платиновой проволоки особенно при высоких температурах необходимо использовать квадратичную зависимость

$$\eta = \eta_0 (1 + \beta (T - T_k) - \gamma (T - T_k)^2). \quad (3b)$$

Иногда в данном методе удобно использовать для удельного сопротивления температурную зависимость относительно максимальной температуры проволоки:

$$\eta = \eta_m (1 + \beta_m (T - T_m)). \quad (3c)$$

При этом температурный коэффициент β_m (ввиду того, что в литературе приводятся значения для нормальной температуры) приходится каждый раз рассчитывать для соответствующей температуры.

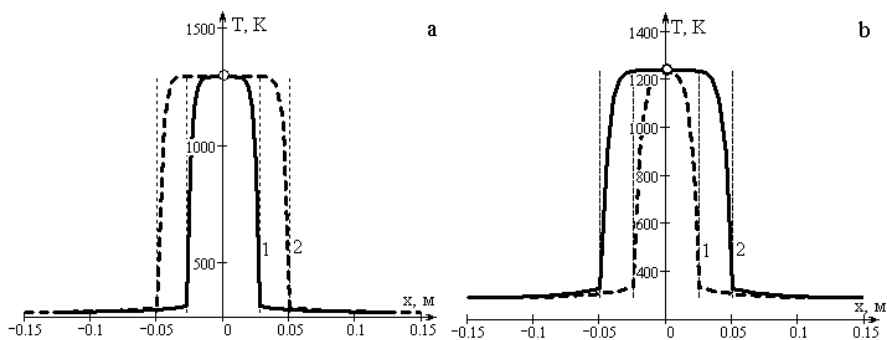


Рис. 1. Профиль температуры, полученный при решении системы (1) – (7).
а) платиновая проволока. Сила тока $I = 1.4$ А. Длина проволоки: 1) 56 мм, 2) 100 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.1$ мм. О – экспериментальное значение для проволоки длиной 56 мм.
б) вольфрамовая проволока. Сила тока $I = 1.9$ А. Длина проволоки: 1) 50 мм, 2) 100 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.11$ мм. О – экспериментальное значение для проволоки длиной 100 мм.

Подводящие провода: две алюминиевые проволоки длиной 100 мм и диаметром 1 мм.
 Вертикальные пунктирные линии – границы исследуемой проволоки.

$$\beta_m = \frac{\beta}{1 + \beta(T_m - T_k)}.$$

Систему уравнений (1) и (2) дополняем граничными условиями:

1. в центре исследуемой проволоки $\frac{dT}{dx} = 0, x = 0, T = T_m,$ (4)

2. на концах подводящих проводов $T = T_g, x = \pm(L/2 + L_p),$ (5)

3. в местах контактов $T = T_0, \lambda_m S \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\pm(L/2-0)} = \lambda_p S_p \frac{\partial T_p}{\partial x} \Big|_{x=\pm(L/2+0)}.$ (6)

То есть в центре исследуемой проволоки максимум температуры, а концы подводящих проводов поддерживаются при постоянной температуре.

Нагрев проволоки приводит к увеличению ее длины и диаметра относительно их значений при комнатной температуре d_0 и L_0 , которое учитывается следующими поправками

$$L = L_0(1 + \chi(T - T_k)), \quad d = d_0(1 + \chi(T - T_k)). \quad (7)$$

На рис. 1 изображены результаты численного расчета нестационарного разогрева металлической проволоки с подводящими проводами (система (1)-(7)) в виде установившихся температурных профилей. На профиле температуры достаточно длинных металлических проволок наблюдается плато, длина которого увеличивается с увеличением длины проводника. Температура на плато практически не зависит от длины самого проводника при заданном значении силы протекающего тока. Длина участка, где температура нити возрастает от значения на конце до температуры плато, также не зависит от длины проводника.

Для коротких проволок (длина меньше некоторой величины, которую оценим ниже) плато не наблюдается (рис.1, кривая 1). Величина температуры в центре становится зависимой от длины проволоки.

В качестве проверки представленной модели производилось сравнение максимальных температур проволоки с соответствующими экспериментальными значениями, полученными при помощи яркостного пирометра. Для рассматриваемых случаев (рис.1) расчетное и экспериментальное значения максимальной температуры хорошо согласуются. Для платиновой проволоки они, соответственно, равны 1294 К и 1300 ± 20 К, а для вольфрамовой проволоки – 1238 К и 1242 ± 30 К.

Как показал анализ, при рассматриваемых температурах проволок относительное тепловое увеличение размеров проволок составляет около 1 %. Если увеличение длины не вносит изменение в полученные результаты, то учет увеличения диаметра необходим для правильного определения максимальной температуры проволоки. Не учет этой поправки увеличивает расчетное значение максимальной температуры на 30К для платиновой проволоки и на 13К для вольфрамовой.

Для расчетов температурных проволок использовали следующие теплофизические параметры.

Платиновая проволока: $d_0 = 0.1$ мм, $L_0 = 56$ и 100 мм, $c_m = 134$ Дж/(кг·К), $\rho_m = 21450$ Дж/(кг·К), $\lambda_m = 71.74$ Вт/(м·К), $\varepsilon_m = 0.158$, $\chi = 10.36 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, $\beta = 3.978 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $\gamma = 5.841 \cdot 10^{-7}$ К⁻², $\eta_0 = 9.81 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $T_k = 273$ К.

Вольфрамовая проволока: $d_0 = 0.11$ мм, $L_0 = 50$ и 100 мм, $c_m = 120$ Дж/(кг·К), $\rho_m = 19300$ Дж/(кг·К), $\lambda_m = 173$ Вт/(м·К), $\varepsilon_m = 0.35$, $\chi = 4.3 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, $\beta = 4.57 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $\eta_0 = 5.5 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $T_k = 273$ К.

Алюминиевая проволока (подводящие провода): $d_p = 1$ мм, $L_p = 100$ мм, $c_p = 930$ Дж/(кг·К), $\rho_p = 2700$ Дж/(кг·К), $\lambda_p = 203.5$ Вт/(м·К), $\varepsilon_p = 0.15$, $\beta_p = 4.2 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $\eta_{p0} = 2.7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $T_k = 273$ К.

Воздух: $T_g = 288$ К, $\lambda_{g0} = 0.0244$ Вт/(м·К), $v_{g0} = 15 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Температура концов исследуемой проволоки существенно зависит от отношения диаметров проволоки и подводящих проводов, точнее от d_p^2/d^2 . Чем больше это отношение, тем температура концов ближе к температуре окружающего газа. Поэтому обычно для исследования выбирают тонкие провода.

Найдем аналитически профиль температуры по стержню. Для этого предположим, что свойства среды и металла не зависят от температуры. Коэффициент теплообмена проволок с газом определим при средней температуре между максимальной температурой проволоки и окружающего газа. Температуру на концах проволоки для начала примем равной температуре окружающей среды $T_0 = T_g$.

Запишем стационарное уравнение теплопроводности, используя (1)

$$\lambda_m \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{p}{S} \left[\varepsilon \sigma (T^4 - T_g^4) + \alpha (T - T_g) \right] - \frac{I^2 \eta_0}{S^2} \left(1 + \beta (T - T_k) - \gamma (T - T_k)^2 \right)$$

в виде:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = aT - b + \frac{5}{2}cT^4 + \frac{3}{2}fT^2, \quad (8)$$

$$a = -\frac{I^2 \eta_0}{\lambda_m S^2} (\beta + 2\gamma T_k) + \frac{\alpha p}{\lambda S}, \quad b = \frac{\alpha p}{\lambda_m S} T_g + \frac{I^2 \eta_0}{\lambda_m S^2} (1 - \beta T_k - \gamma T_k^2) + \frac{p \varepsilon \sigma T_g^4}{\lambda_m S},$$

$$c = \frac{2 p \varepsilon \sigma}{5 \lambda_m S}, \quad f = \frac{2 I^2 \eta_0}{3 \lambda_m S^2} \gamma.$$

с граничными условиями (4).

Величина f нужна только при рассмотрении платиновой проволоки, т.к. возникает за счет использования зависимости (3b). В иных случаях $f=0$.

Далее введем следующие обозначения и преобразования:

$$y = \frac{dT}{dx}, \quad \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dT} y = \frac{1}{2} \frac{d(y^2)}{dT}.$$

Выполним интегрирование по температуре уравнения (8).

Решение будем искать для части проволоки справа от центра ($x > 0$). Константу интегрирования находим из граничных условий (4), считая, что при $x = 0$, температура является максимальной ($T = T_m$ и $dT/dx = 0$)

$$-\frac{dT}{dx} = \sqrt{a(T^2 - T_m^2) - 2b(T - T_m) + c(T^5 - T_m^5) + f(T^3 - T_m^3)}.$$

Выбор точки отчета при интегрировании (центр или конец проволоки) дает два решения. Таким образом, решение уравнения теплопроводности сводится к интегралу (значение максимальной температуры выбиралось заданным, равным значению в решении уравнения (1)):

$$x = -\int_{T_m}^T \frac{dT}{\left[a(T^2 - T_m^2) - 2b(T - T_m) + c(T^5 - T_m^5) + f(T^3 - T_m^3) \right]^{1/2}}, \quad (9)$$

$$\text{или} \quad x - \frac{L}{2} = -\int_{T_0}^T \frac{dT}{\left[a(T^2 - T_m^2) - 2b(T - T_m) + c(T^5 - T_m^5) + f(T^3 - T_m^3) \right]^{1/2}}. \quad (10)$$

На рис. 2 изображены профили температуры, полученные из (9) и (10), которые хорошо согласуются с численными расчетами. Как и следовало ожидать, решение (9) хорошо согласуется с численным расчетом при высоких температурах (рис.3). Однако незначительные изменения (даже в пределах 1К) максимальной температуры проволоки (т.е. одного из пределов интеграла) приводит к существенным изменениям искомым температурных профилей за пределами плато. Подобных недостатков лишена зависимость (10), имеющая незначительные расхождения с численными результатами при высоких температурах и слабо зависящая от флуктуаций T_m .

Таким образом, для анализа профиля температуры вне плато необходимо применять и анализировать зависимость (10), а непосредственно на плато – (9).

Длина проволоки, на которой происходит возрастание температуры от значения на конце проволоки до максимального значения, можно оценить как

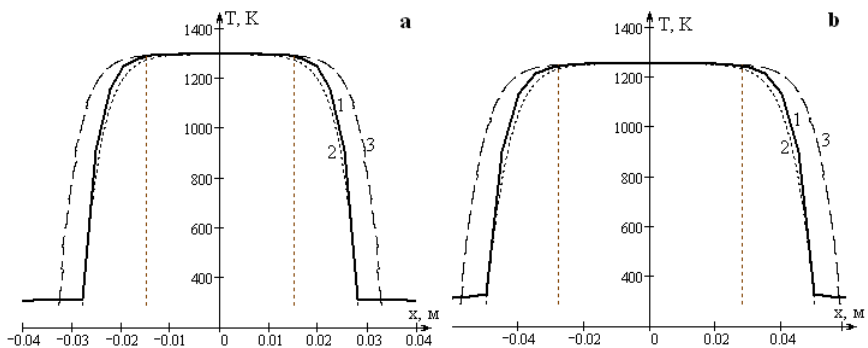


Рис. 2. Аналитическое определение профиля температуры проволоки:

1 – решение (1)-(7), 2 – решение (10), 3 – решение (9).

а) платиновая проволока. Сила тока $I = 1.4$ А. Длина проволоки 56 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.1$ мм.

б) вольфрамовая проволока. Сила тока $I = 1.9$ А. Длина проволоки 100 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.11$ мм.

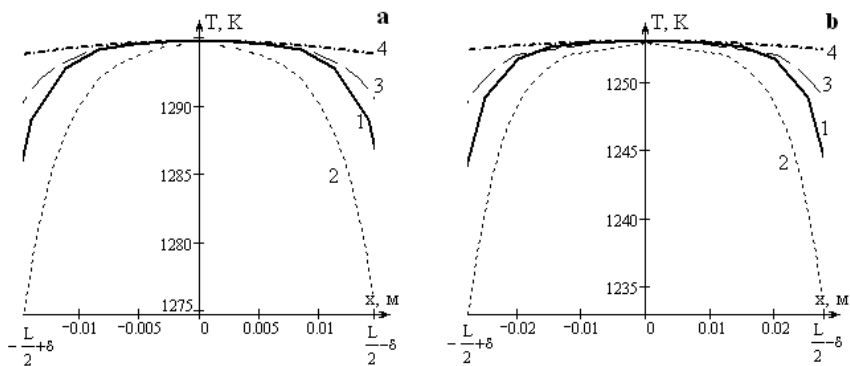


Рис. 3. Аналитическое определение профиля температуры проволоки вблизи ее центра (температурного плато):

1 – решение (1)-(7), 2 – решение (10), 3 – решение (9), 4 – выражение (11).

а) платиновая проволока. Сила тока $I = 1.4$ А. Длина проволоки 56 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.1$ мм.

б) вольфрамовая проволока. Сила тока $I = 1.9$ А. Длина проволоки 100 мм. Диаметр проволоки $d_0 = 0.11$ мм.

$$\delta = \int_{T_0}^{T_m-20} \frac{dT}{\left[a(T^2 - T_m^2) - 2b(T - T_m) + c(T^5 - T_m^5) + f(T^3 - T_m^3) \right]^{1/2}}.$$

Выбор верхнего предела основан на ориентировочной ошибке определения температур нагретых тел оптической пирометрией. Такую небольшую разность температур участков светящейся проволоки трудно диагностировать, и в этом случае можно считать, что достигнуто температурное плато. Таким образом, при $\delta < L/2$ на отрезке проволоки $-\left(\frac{L}{2} - \delta\right) \leq x \leq \frac{L}{2} - \delta$ реализуется температурное плато (вертикальные линии, рис.2а).

Данная величина δ удовлетворительно согласуется с экспериментом для различных сил токов и длин проводников.

Уравнения (9) и (10) не интегрируются непосредственно. Поэтому используются приближенные методы решения.

В работе [1] исследовались участки проволоки вблизи максимума температуры. Поэтому для начала, предположим, что температура по проволоке незначительно отличается от температуры в ее середине. В этом случае можно приближенно заменить:

$$T^5 - T_m^5 \approx 5T_m^4(T - T_m), \quad T^2 - T_m^2 \approx 2T_m(T - T_m), \quad T^3 - T_m^3 \approx 3T_m^2(T - T_m).$$

Тогда уравнение (9) переписывается в виде:

$$x = \int_{T_m}^T \frac{dT}{\left[(-2b + 5cT_m^4 + 3fT_m^2 + 2aT_m) \cdot (T - T_m) \right]^{1/2}}.$$

После интегрирования

$$T = T_m - \left(\frac{2b - 5cT_m^4 - 2aT_m - 3fT_m^2}{4} \right) x^2. \quad (11)$$

или

$$T = T_m - Ax^2.$$

Из уравнения (11) видно, что распределение температур в центральной части короткой металлической проволоки удовлетворительно описывается параболическим законом (рис.3б).

Расшифровка величины A приводит к

$$2A = \frac{I^2 \eta_m}{\lambda_m S^2} - \frac{p \varepsilon \sigma}{\lambda_m S} (T_m^4 - T_g^4) - \frac{\alpha p}{\lambda_m S} (T_m - T_g).$$

Откуда и определяем коэффициент теплопроводности

$$\lambda_m = \frac{I^2 \eta_m}{2AS^2} - \frac{p \varepsilon \sigma}{2AS} (T_m^4 - T_g^4) - \frac{\alpha p}{2AS} (T_m - T_g). \quad (12)$$

В правой части уравнения имеется неизвестный параметр – коэффициент интегральной излучательной способности ε , значение которого определяется из дополнительного эксперимента. Для определения $\varepsilon = \varepsilon(T)$ необходимо использовать достаточно длинные образцы, что позволит пренебречь потерями тепла на концах по сравнению с теплоотдачей излучением. Изготовление длин-

ных образцов не всегда возможно из-за хрупкости изучаемых материалов. Кроме того неизвестным параметром остается температура T_0 на концах проволоки.

Возможно следующее решение этой задачи. Предположим, что имеются два образца одинакового диаметра и химического состава, но разной длины. Допустим также, что эти образцы нагреваются токами разной величины (соответственно I_1 и I_2), до достижения равной температуры в центре проволоки T_m . Тогда можно решить систему уравнений (12) и получить расчетные формулы для определения теплопроводности на образцах конечной длины:

$$\lambda_m = \frac{\rho(I_1^2 - I_2^2)}{2S^2(A_1 - A_2)}. \quad (13)$$

Для вычисления λ_m необходимо знать распределение температуры вдоль проволоки. Это создает значительные экспериментальные трудности и вносит существенную ошибку в конечный результат.

Величину A можно определить через электрическое сопротивление проволоки. Рассмотрим участок $[-\ell, \ell]$ в центральной части проволоки. Естественно этот участок может быть выбран как $\left[-\frac{L}{2} + \delta, \frac{L}{2} - \delta\right]$.

Используя в качестве температурной зависимости удельного сопротивления проволоки зависимость (3с), его общее сопротивление равняется

$$R = \int_{-\ell}^{\ell} \eta \frac{dx}{S} = \int_{-\ell}^{\ell} \eta_m [1 + \beta_m (T(x) - T_m)] \frac{dx}{S}.$$

Тогда полное электрическое сопротивление выбранного участка проволоки, с учетом параболического распределения температуры (11),

$$R_\ell = R_m - \frac{2\eta_m \beta_m \ell^3}{S} A.$$

Отсюда

$$A = \frac{3S(R_m - R_\ell)}{2\eta_m \beta_m \ell^3}. \quad (14)$$

Таким образом, для образцов, в которых удельное сопротивление заметно зависит от температуры, можно с достаточной точностью изучать распределение температуры с помощью измерения сопротивления на определенном участке длины.

Как видно из отношения (14), для определения величины A необходимо знать сопротивление рассмотренного участка R_m при отсутствии градиента температуры, то есть для такого образца, у которого потери тепла на концах незначительны или, другим языком, для бесконечно длинного образца.

Для определения коэффициента теплопроводности рассмотрим два образца различной длины. Тогда величина λ_m определяется из соотношения (13). Поэтому, из (14) находим разницу величин $A_1 - A_2$:

$$A_1 - A_2 = \frac{3S}{2\eta_m \beta_m} \left[\frac{2\eta_m}{S} \left(\frac{1}{\ell_1^2} - \frac{1}{\ell_2^2} \right) + \left(\frac{R_2}{\ell_2^3} - \frac{R_1}{\ell_1^3} \right) \right],$$

где R_1 и R_2 – сопротивления для первой и второй проволоки длиной $2\ell_1$ и $2\ell_2$, соответственно. Температура в центре этих проволок одинакова и равна T_m . В результате имеем для коэффициента теплопроводности следующую расчетную формулу:

$$\lambda_m = \frac{\eta_m^2 (I_1^2 - I_2^2) \beta_m}{3S^3 \left[\frac{2\eta_m}{S} \left(\frac{1}{\ell_1^2} - \frac{1}{\ell_2^2} \right) + \left(\frac{R_2}{\ell_2^3} - \frac{R_1}{\ell_1^3} \right) \right]}. \quad (15)$$

Данная зависимость (15) является расчетной для определения коэффициента теплопроводности. Следует отметить, что использование измерений электрического сопротивления для изучения распределения температуры в значительной степени должно повышать точность результатов, так как измерение сопротивления может осуществляться с высокой точностью в широком температурном интервале.

Резюмируя вышеизложенное, следует отметить, что для реализации изложенного метода определения теплопроводности при высоких температурах необходимо точное измерение не только сопротивления участков проволок, но и максимальной температуры в ее центре. Использование параболического профиля температуры вблизи центра проволоки имеет свое ограничение. При поиске более точных аппроксимаций следует учитывать поправки на термическое расширение проволоки, изменение температуры ее концов и, в случае необходимости, квадратичную зависимость удельного сопротивления материала проволоки от температуры.

Литература:

1. Иванов В.Е. и др. Метод измерения теплопроводности металлов при высоких температурах // Экспериментальная техника и методы высокотемпературных измерений // Сборник статей. М.: Издательство «Наука». – 1966. – С.30–37.
2. Осипова В.А. Экспериментальные исследования процессов теплообмена: учеб. пособие для вузов. – М.: Энергия, 1979. – 320 с.
3. Бубен Н. Я. Тепловой режим платиновой нити при окислении водовода и аммиака // Сборник работ по физической химии. – М.-Л.; Из-во АН СССР. – 1947. – С. 129-137.
4. Барелко В.В., Абрамов В.Г., Мержанов А.Г. Термографический метод исследования кинетики газофазных гетерогенно-каталитических реакций // Журнал физической химии. – 1969. – Т. XLIII, № 11. – С.2828 – 2832.
5. Григорьев Ю.М. Исследование кинетики гетерогенных реакций электротермографическим способом // Известия Сибирского отделения АН СССР. Серия Химических наук. – 1974, вып. 4, №9. – С. 76-81.
6. Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкороподо М.С. Исследование высокотемпературных режимов теплообмена вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током // Инженерно-физический журнал. – 2011. – Т.84, № 2. – С.342 – 347.
7. Прудникова Ю.В., Калинин В.В. Критические режимы теплообмена и кинетики гетерогенно-каталитического окисления водорода на платине // Физика аэродисперсных систем. – 1998. – Т. 37. – С. 114 -118.
8. Таблица физических величин: [справочник] / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

Черненко О.С., Калінчак В.В., Калугін В.В.

Визначення коефіцієнта теплопровідності металів при високих температурах методом тонкого дротика

АНОТАЦІЯ

З урахуванням теплообміну теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням аналізується розподіл температури по довжині металевому дроту, через який по дротам, що підводять, пропускається постійний струм. Використовуючи отримані аналітичні залежності для температурного профілю, запропонований метод визначення коефіцієнта теплопровідності металу при високих температурах.

Chernenco A.S., Kalinchak V.V., Kalugin V.V.

Measurement of metals heat conductivity coefficient at high temperatures by thin filament method

SUMMARY

Temperature distribution along metal filament, heated electrically, is modeled with account of heat conductivity, natural convection and radiation. A method to determine heat conductivity coefficient of metals at high temperatures is proposed on the basis of analytical expressions obtained.