
ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ И НАДЕЖНОСТЬ ПРИБОРОВ И СИСТЕМ

УДК 621.326.7

В. П. Ходунков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ РАДИАЦИОННОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Рассматривается метод измерения теплопроводности электропроводных материалов при высоких температурах, в основе которого впервые используется эффект Томсона для проводников, нагреваемых постоянным электрическим током.

Ключевые слова: метод измерения, теплопроводность, эффект Томсона, температурное поле, радиационная термометрия.

Как известно, исследование физических свойств веществ при высоких температурах представляет сложную экспериментальную задачу. Это объясняется спецификой высоких температур (трудностью их достижения, поддержания и точного измерения, ограниченным выбором материалов для изготовления экспериментальных установок и т.п.), а также недостаточной разработкой методов исследования. Методы, широко применяемые при низких температурах, становятся малоэффективными, неточными и зачастую технически невозможными при использовании их в области высоких температур. Поэтому значения физических параметров одних и тех же веществ, измеренные разными исследователями и различными методами, существенно различаются. В связи с этим актуальность создания новых методов и систематического изучения физических свойств веществ при высоких температурах не вызывает сомнений. Знание теплофизических свойств материалов, а именно, теплоемкости, теплопроводности, температуропроводности, необходимо, прежде всего, в таких областях, как атомная энергетика, реактивная и авиационная техника, непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую и др.

В настоящей статье представлены результаты исследования, в котором была поставлена задача создать метод измерения теплопроводности электропроводных материалов при высоких температурах, удовлетворяющий современным требованиям.

Наиболее перспективными методами измерения теплопроводности металлов при высоких температурах являются методы, использующие постоянный электрический разогрев. Существуют различные вариации метода определения теплопроводности, когда проводник электричества равномерно нагревается электрическим током. Данные методы базируются на уравнении в частных производных, описывающем поток тепла в цилиндрическом проводнике:

$$\lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left[\left(\frac{dT}{dx} \right)^2 + \left(\frac{dT}{dr} \right)^2 \right] + \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 \right] - \mu \frac{I}{S} \frac{\partial T}{\partial x} = c_p \gamma \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (1)$$

где λ — теплопроводность образца, Вт/(м·К); T — температура проводника, К; x, r — осевая и радиальная координаты соответственно, м; τ — время; ρ — удельное электрическое сопротивление, Ом·м; μ — коэффициент Томсона, В/К; I — сила тока, А; U — электрический потенциал, В; S — площадь поперечного сечения образца, м²; c_γ — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); γ — плотность образца, кг/м³.

Классификация методов [1], использующих постоянный электрический разогрев образца для определения теплопроводности металлов при высоких температурах, представлена на рис. 1.

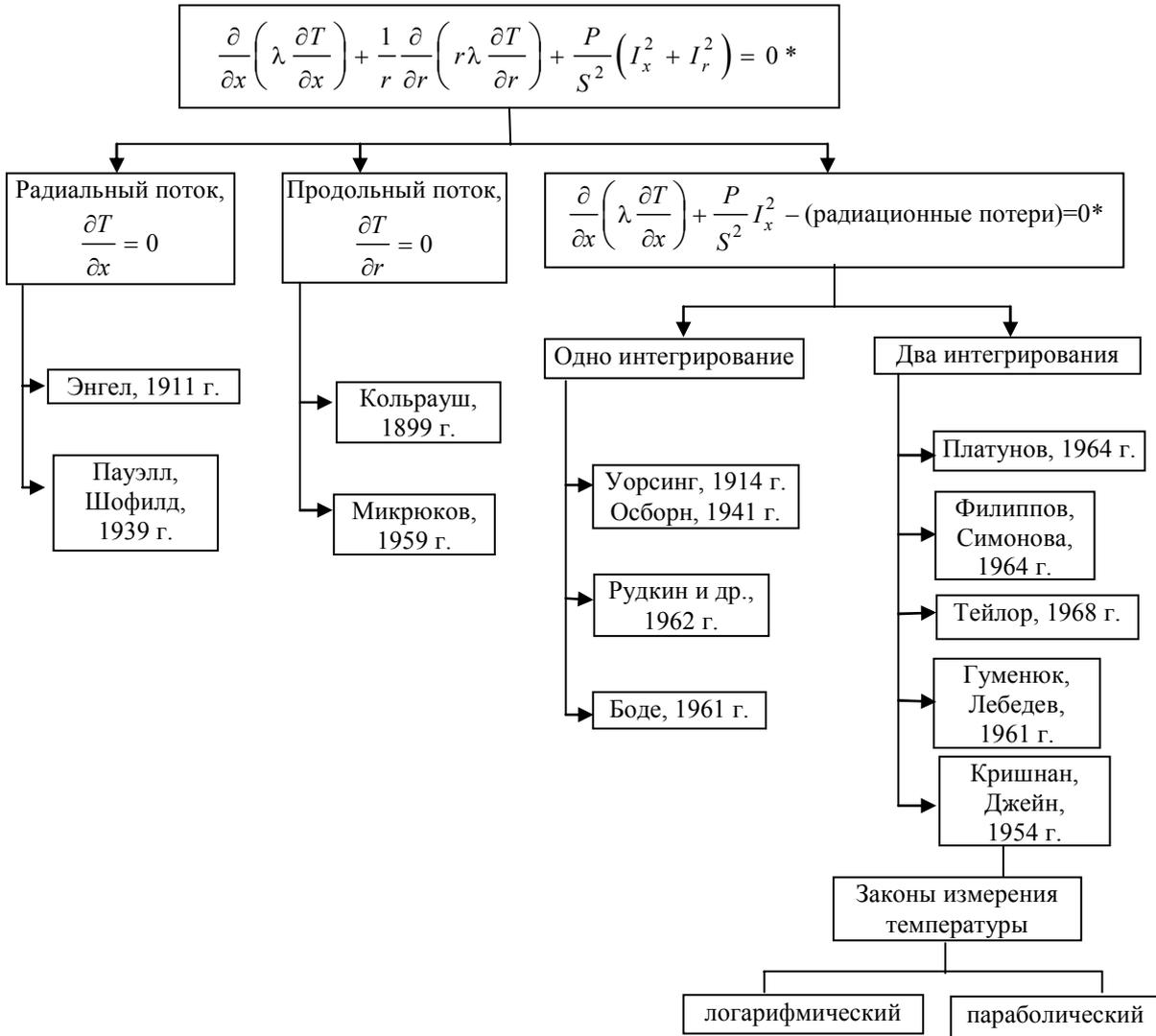


Рис. 1*

Для длинного и тонкого образца выражение (1) сводится к уравнению

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho \frac{I^2}{S^2} + \frac{P \epsilon \sigma}{S} (T_0^4 - T^4) - \frac{\mu I}{S} \frac{dT}{dx} = c_\gamma \gamma \frac{\partial T}{\partial \tau},$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана, P — периметр образца, м; ϵ — коэффициент излучения; T_0 — температура окружающей среды, К.

Условия опытов формулируются обычно так, чтобы некоторыми членами ряда можно было пренебречь, и во всех известных исследованиях до сих пор пренебрегалось теплотой Томсона. Различные наименования вариаций метода соответствуют изменениям граничных

* На рис. 1 знак „*“ соответствует условиям для установившегося режима, когда теплотой Томсона пренебрегается.

условий и аппроксимациям, которые были предложены, что позволило получать решения уравнения в замкнутом виде [1, 2].

На основе проведенного анализа и результатов собственных исследований [3] предлагается принципиально новый подход к измерению теплопроводности металлов при высоких температурах — использование эффекта Томсона.

Суть эффекта Томсона заключается в том, что в участке проводника, находящемся в градиенте температур, при прохождении постоянного электрического тока I в зависимости от его направления либо выделяется, либо поглощается теплота Томсона dQ_T [4]:

$$dQ_T = \mu I \left(\frac{dT}{dl} \right) dl_1, \quad (2)$$

где dl_1 — длина участка проводника, м; dT/dl — градиент температуры по длине участка, К/м.

Стационарный тепловой поток, проходящий через поперечное сечение X исследуемого образца (участка длиной dl_1), при питании переменным током (теплота Томсона не выделяется) определяется как

$$dQ_0 = \lambda(T) \left(\frac{dT}{dl} \right)_x S. \quad (3)$$

Стационарные тепловые потоки, проходящие через образец при постоянном токе различного направления, равны dQ_1 и dQ_2 :

$$\left. \begin{aligned} dQ_1 &= \lambda(T_1) \left(\frac{dT_1}{dl} \right)_x S, \\ dQ_2 &= \lambda(T_2) \left(\frac{dT_2}{dl} \right)_x S. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

График распределения температурного поля вдоль проводника при различных направлениях электрического тока приведен на рис. 2.

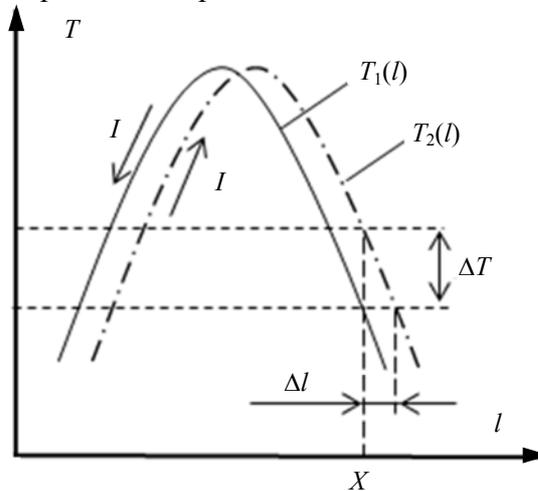


Рис. 2

Тепловые потоки dQ_1 и dQ_2 отличаются от dQ_0 на величину dQ_T :

$$dQ_2 - dQ_1 = 2dQ_T \Rightarrow dQ_T = \frac{1}{2} \left[\lambda(T_2) \left(\frac{dT_2}{dl} \right)_x S - \lambda(T_1) \left(\frac{dT_1}{dl} \right)_x S \right]. \quad (5)$$

Если принять $\lambda(T_2) = \lambda(T_1) + d\lambda$ при $T_2 > T_1$, то уравнение (3) можно записать в следующем виде:

$$dQ_T = \frac{1}{2} \left[\lambda(T_1) \left(\frac{dT_2}{dl} - \frac{dT_1}{dl} \right)_x S + d\lambda \left(\frac{dT_2}{dl} \right)_x S \right]. \quad (6)$$

Ранее экспериментальным путем было установлено [3], что как при параболическом, так и при экспоненциальном распределении температуры имеются участки, где выполняется условие $(dT_2/dl)_x - (dT_1/dl)_x = 0$, следовательно, для таких участков образца система уравнений (4) преобразуется к виду

$$dQ_T = \frac{1}{2} \left[d\lambda \left(\frac{dT_2}{dl} \right)_x S \right] = \frac{1}{2} \left[d\lambda \left(\frac{dT_1}{dl} \right)_x S \right]. \quad (7)$$

Решая уравнение (7) совместно с (2), получаем выражение для приращения теплопроводности $d\lambda$, соответствующее приращению температуры $\Delta T = T_2 - T_1$:

$$d\lambda = 2 \left[\mu I \left(\frac{dT}{dl} \right)_x / S \left(\frac{dT_2}{dl} \right)_x \right] dl_1. \quad (8)$$

Но поскольку на рассматриваемом участке $(dT/dl)_x = (dT_1/dl)_x = (dT_2/dl)_x$, то выражение (8) принимает вид

$$d\lambda = 2\mu I dl_1 / S. \quad (9)$$

Введем в рассмотрение температурный коэффициент теплопроводности α , который вычисляется по известной формуле

$$\alpha(T) = \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{d\lambda}{dT} \right)_T, \quad (10)$$

где λ_0 — теплопроводность материала образца при температуре T_0 .

Отношение $d\lambda$ (формула (9)) к соответствующему изменению температуры $\Delta T = T_2 - T_1$ есть производная от теплопроводности по температуре на данном уровне температур: $T = (T_1 + T_2)/2$. Следует отметить, что при двойном воздействии эффекта Томсона температурное распределение в сечении X образца смещается на величину Δl (см. рис. 2), следовательно, при одинарном проявлении эффекта Томсона смещение составит $dl_1 = \Delta l/2$, поэтому выражение (10) с учетом (9) и изложенного выше примет вид

$$\alpha(T) = \frac{1}{\lambda_0} \frac{\mu I \Delta l}{S(T_2 - T_1)}. \quad (11)$$

Используя уравнение (11), можно рассчитать значение теплопроводности образца:

$$\lambda(T) = \lambda_0(T) \left[1 + \frac{1}{(T - T_0)} \int_{T_0}^T \alpha(T) dT \right]. \quad (12)$$

Таким образом, метод измерения сводится к определению температурного коэффициента теплопроводности $\alpha(T)$ по формуле (11). Параметры, входящие в уравнение (11), являются величинами, определяемыми с высокой точностью: теплопроводность λ_0 материала при небольших температурах (рекомендуемая температура ~ 400 °С) известна с погрешностью ~ 6 %; коэффициент Томсона μ — с погрешностью ~ 3 % [5]; сила тока I измеряется с погрешностью $\sim 0,1$ %; Δl , S , ΔT — с погрешностями ~ 1 , 1 и $0,2$ % соответственно. Суммарная погрешность определения $\alpha(T)$ по формуле (11) составляет около 7 %. Следует заметить, что погрешность определения данного параметра другими известными методами [6] может достигать 70 %.

Экспериментальная проверка метода была выполнена в лаборатории кафедры теплофизики Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (СПб НИУ ИТМО) на установке, описанной в работе [3]. Схема экспериментальной установки для измерения температурного поля вдоль нити накала

температурной лампы представлена на рис. 3, где 1 — температурная лампа; 2 — микропи- рометр ВИМП-015; 3 — образцовое сопротивление Р310, номинальное значение которого 10^{-3} Ом; 4 — стабилизированный источник питания СИП-35; 5 — цифровой вольтметр; 6 — потенциометр Р306 постоянного тока (низкоомный); 7 — нормальный элемент (класс 0,02; $E=1,01840$ В); 8 — гальванометр.

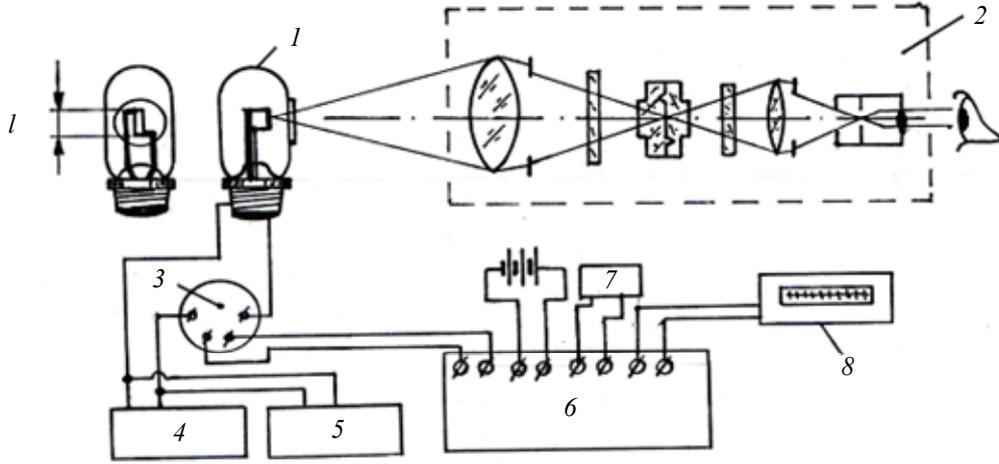


Рис. 3

Исследованию подвергался образец вольфрама, выполненный в виде полоски фольги размером $20 \times 2 \times 0,03$ мм. Результаты измерений основных параметров при $\lambda_0(T_0=300 \text{ K}) = 130 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$ и $S \cdot 10^{-8} = 6 \text{ м}^2$ приведены в таблице.

$I, \text{ A}$	$T_1, \text{ K}$	$T_2, \text{ K}$	$\Delta l \cdot 10^{-6}, \text{ м}$	$\mu \cdot 10^{-6}, \text{ В/К}$	$T, \text{ K}$	$\alpha(T) \cdot 10^{-4}, \text{ K}^{-1}$
5,831	1187	1210	0,60	6,3	1199	-1,2
5,745	1302	1313	0,65	4,2	1307	-1,8
6,505	1419	1428	0,30	0,7	1423	-2,1
7,375	1628	1623	0,30	-7,9	1625	-4,4
8,250	1768	1764	0,35	-14,9	1766	-13,8

Как следует из полученных результатов, при высоких температурах (начиная с $1600 \text{ }^\circ\text{C}$) теплопроводность вольфрама резко падает.

В ходе экспериментальных исследований установлены следующие ограничения по применению рассмотренного метода:

1) предельная температура, при которой возможно производить измерения, не должна превышать 9/10 от температуры размягчения данного материала;

2) должно выполняться условие $\mu I (dT/dl)_x \geq 0,35 \text{ Вт}/\text{м}$, которое определяется возможностями измерительной аппаратуры по регистрации эффекта Томсона.

Предложенный метод позволяет обеспечивать более высокую точность измерения теплопроводности и отслеживать динамику изменения указанного параметра в зависимости от температуры. Полученные новые данные о температурном коэффициенте теплопроводности могут быть особенно важны при решении нестационарных задач с сильно изменяющимися температурными полями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поуэлл Р. Наиболее важные достижения в изучении теплопроводности металлов// Успехи физ. наук. 1971. Т. 105, вып. 2. С. 329—351.
2. Кондратьев Г. М., Дульнев Г. Н., Платунов Е. С., Ярышев Н. А. Прикладная физика. Теплообмен в приборостроении. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. 560 с.

3. *Гордов А. Н., Ходунков В. П.* Проявление эффекта Томсона в образцовых температурных лампах // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1984. Т. 27, № 3. С. 80—82.
4. *Яворский Б. М., Детлаф А. А.* Справочник по физике. М.: Наука, 1977. 421 с.
5. *Рудницкий А. А.* Термоэлектрические свойства благородных металлов и их сплавов. М.: Изд-во АН СССР, 1956. С. 18—20, 36—132.
6. *Пелецкий В. Э., Тимрот Д. Л., Воскресенский В. Ю.* Высокотемпературные исследования тепло- и электропроводности твердых тел. М.: Энергия, 1971. 182 с.

Сведения об авторе

Вячеслав Петрович Ходунков — канд. техн. наук; НИУ по скрытности и защите кораблей ВУНЦ ВМФ „Военно-морская академия им. Н. Г. Кузнецова“, Санкт-Петербург;
E-mail: walkerearth@mail.ru

Рекомендована кафедрой
компьютерной теплофизики и
энергофизического мониторинга СПбНИУ ИТМО

Поступила в редакцию
24.04.12 г.