

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества
E-mail: AshcheulovAA@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
25.11 2008 г.

Оппонент д. т. н. Э. М. ШЕР
(ФТИ им. А. Ф. Иоффе, г. С.-Петербург)

БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Метод основан на определении потерь электрической мощности при возникновении вихревых токов в образце, помещенном в зазор сердечника катушки индуктивности, которую питает асимметричный ток.

Одним из основных параметров термоэлектрических материалов, наряду с коэффициентом термо-эдс, электропроводностью и теплопроводностью, является его эффективность [1]. В настоящее время известно достаточное количество методов ее определения [2, 3], в том числе и с помощью измерения электропроводности термоэлектрического образца в изотермических и адиабатических условиях [4, 5]. Однако следует отметить, что наличие на образцах электрических контактов ведет к повышению погрешности и некоторым неудобствам.

Исследования возможностей вихретокового бесконтактного метода контроля электропроводности термоэлектрических материалов [6, 7] показали его перспективность. Целью настоящей работы является изучение физических особенностей такого метода.

В его основу положены физические эффекты взаимодействия электромагнитных полей с исследуемым веществом. Как известно [5], электрическая добротность Q_1 колебательного контура с индуктивностью L и активным сопротивлением R представляется с помощью распределенных параметров следующим образом:

$$Q_1 = \frac{\omega L}{R} = \frac{\omega L I^2}{R I^2} = \frac{P_p}{P_a}, \quad (1)$$

где ω — круговая частота электрических колебаний контура;
 I — сила тока в нем;
 P_p — реактивная мощность;
 P_a — мощность активных потерь в контуре.

При внесении в этот контур образца термоэлектрического материала (см. **рисунок**) мощность вносимых им активных электрических потерь P_{ao} добавляется к мощности активных потерь в контуре. В этом случае электрическая добротность контура с образцом определяется как

$$Q_2 = \frac{P_p}{P_a + P_{ao}}. \quad (2)$$

Выражение для мощности электрических потерь, вносимых в контур этим образцом, имеет следующий вид:

$$P_{ao} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2} P_p. \quad (3)$$

В общем случае, эти потери соответствуют электрической мощности, выделяемой в объеме термоэлектрического образца при циркуляции индуктированных токов Фуко, и вызваны, в основном, известными эффектами Джоуля и Пельтье.

При прохождении через измерительный колебательный контур электрического тока вида

$$I_1(t) = 0,5 I_{\max} [1 + \text{sign}(\sin 2\pi F t)] \sin 2\pi f t,$$

где I_{\max} — максимальное значение синусоидального тока;
 F и f — частота колебаний импульсов следования и модуляции тока, соответственно,

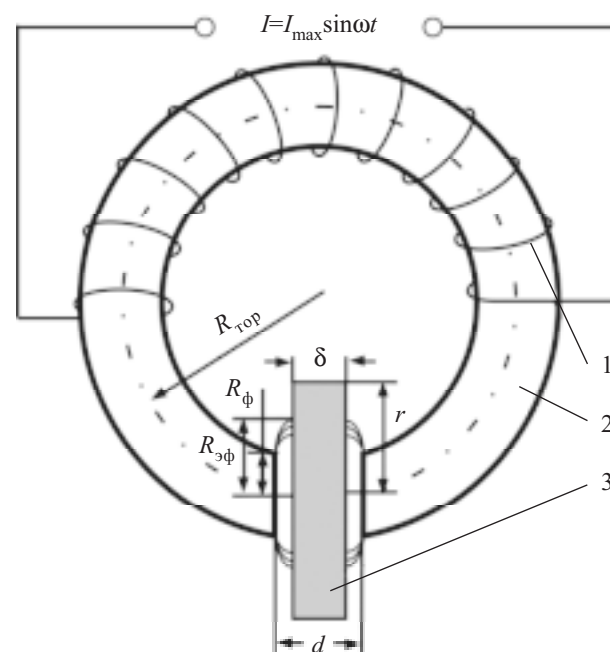


Схема колебательного контура с образцом:
1 — обмотка катушки индуктивности; 2 — тороидальное ферритовое кольцо; 3 — контролируемый образец

Автор выражает искреннюю признательность И. А. Бучковскому и Д. Д. Величуку за полезные дискуссии и обсуждение полученных результатов.

в объеме образца радиуса r индуцируется вихревой электрический ток Фуко плотностью j_{Φ} , представляемый следующим выражением:

$$j_{\Phi} = \sigma_c E = \frac{\sigma_c}{2\pi r} \frac{d}{dt} \int_S B dS = \frac{\sigma_c}{2\pi r} \frac{d}{dt} \int_S \mu H_m [1 + \text{sign}(\sin 2\pi Ft)] \sin 2\pi ft dS, \quad (4)$$

где σ_c — усредненная для переменного тока электропроводность материала образца;
 E — напряженность электрического поля;
 B — индукция магнитного поля в зазоре ферритового сердечника;
 S — площадь сечения сердечника;
 μ — магнитная проницаемость материала сердечника;
 H_m — напряженность магнитного поля.

Плотность теплового потока, вызванного эффектом Джоуля, в некоторой точке с координатами (x_0, y_0, z_0) равна

$$q_{\text{срДж}}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\omega L I^2}{\pi R_{\Phi}^2} \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2} = j_{\text{срФ}}^2(x_0, y_0, z_0) \sigma_c^{-1}, \quad (5)$$

где R_{y_0} — эффективный радиус действия магнитного поля;
 $j_{\text{срФ}}$ — плотность тока Фуко в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) , принадлежащей одной из торцевых граней образца, расположенного в начале лабораторной системы координат XYZ .

Тепловые потери, вызванные эффектом Пельтье, а следовательно, и осевой градиент температуры в этом случае отсутствуют: $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$.

Усредненное значение электропроводности материала образца равно

$$\sigma_c = c \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2 d \left(1 + 4 \ln \frac{R_{\text{тор}}}{R_{\Phi}} \right)}, \quad (6)$$

$$c = \frac{\pi \omega \mu_0 (\mu'_n)^2 R_{\Phi} l_{\text{ср}}}{8 \mu'_{\Phi} S}, \quad (7)$$

где Q_1, Q_2 — электрическая добротность контура без образца и с образцом, соответственно;
 d и $R_{\text{тор}}$ — ширина зазора и средний радиус кольцевого датчика, соответственно;
 ω — круговая частота измерительного колебательного контура;
 μ'_{Φ} и μ'_n — динамические магнитные проницаемости материала образца и ферритового сердечника контура, соответственно;
 S — площадь его сечения;
 $l_{\text{ср}}$ — средняя длина магнитной силовой линии.

Асимметричный электрический ток I_2 , имеющий вид

$I_2(t) = 0, 5 I_{\text{max}} [1 - \text{sign}(\sin 2\pi Ft)] [(1 - z/z_0) + \sin 2\pi ft]$, обуславливает возникновение в зазоре сердечника магнитного поля с индукцией, состоящей из суммы

переменной (синусоидальной) и постоянной составляющих магнитного поля. Переменная составляющая $B_1(t)$ индуцирует в образце токи Фуко, каждое из направлений которого характеризуется собственной магнитной индукцией ($\pm \Delta B'$), взаимодействующей далее с постоянной составляющей B_0 индукции внешнего магнитного поля.

При положительном направлении тока Фуко эти составляющие суммируются ($B_1 = B_0 + \Delta B'$), при отрицательном — вычитаются ($B_2 = B_0 - \Delta B'$). Это ведет к пространственно-временному перераспределению носителей зарядов в объеме термоэлектрического образца. Магнитная индукция разных направлений вызывает протекание токов Фуко разной полярности на противоположных торцевых гранях образца. Такое зональное расслоение токов Фуко ведет к соответствующему объемному перераспределению выделения разнонаправленных потоков тепла Пельтье $q_{\text{срП}}$. Значение плотности теплового потока в точке (x_0, y_0, z_0) в этом случае равно

$$q_{\text{ср}}(x_0, y_0, z_0) = q_{\text{срДж}}(x_0, y_0, z_0) + q_{\text{срП}}(x_0, y_0, z_0). \quad (8)$$

При этом плотность теплового потока представляется выражением

$$q_{\text{срП}}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\omega L I^2}{\pi R_{\Phi}^2} \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 Q_3}, \quad (9)$$

а усредненное значение электропроводности материала контролируемого образца равно

$$\sigma_a = c \frac{Q_1 - Q_3}{Q_1 Q_3 d \left(1 + 4 \ln \frac{R_{\text{тор}}}{R_{\Phi}} \right)}, \quad (10)$$

где Q_3 — электрическая добротность контура с образцом в случае асимметричного периодического тока.

Таким образом, асимметричный характер тока I_2 колебательного контура вызывает тепловые потери, обусловленные как эффектом Джоуля, так и эффектом Пельтье, причем их соотношение определяется величиной плотности вихревых токов Фуко j_{Φ} и термоэлектрическими параметрами материала образца. Если значение плотности тока Фуко $j_{\text{срФ}}$, протекающего в некоторой точке образца с координатами (x_0, y_0, z_0) , принадлежащей интервалу $(0 < r \leq R_{\Phi})$, ограничено условием $0 < j_{\text{срФ}} \leq j_0$ (например $j_{\text{срФ}} = \alpha_{\text{ср}} \sigma_a$), то это ведет к выполнению неравенства $q_{\text{срДж}}(x_0, y_0, z_0) \ll q_{\text{срП}}(x_0, y_0, z_0)$.

В этом случае осевой градиент температуры в образце не равен нулю $\left(\frac{\partial T}{\partial z} \neq 0 \right)$, что обуславливает

появление вдоль его толщины δ разности температуры

$$\Delta T(x_0, y_0, z_0) = \frac{\chi}{\delta} q_{\text{срП}}(x_0, y_0, z_0), \quad (11)$$

где χ — теплопроводность материала образца.

Известно [1], что удельная мощность Пельтье, выделяемая в единице объема термоэлектрического материала, равна

$$q_{удП} = \alpha_{ср} jT, \quad (12)$$

а ее приведенное значение для нашего случая с учетом (11) составляет

$$q_{срП}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\alpha^2 \sigma_a T \Delta T}{\delta} = \frac{\omega L I^2}{\pi R_{эф}^2} \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 Q_3}. \quad (13)$$

Усредненное значение коэффициента термо-эдс находим как

$$\alpha_{ср} = \sqrt{\frac{\chi_{ср}}{\sigma_a T}}, \quad (14)$$

где $\chi_{ср}$ — усредненное значение коэффициента теплопроводности материала образца.

С другой стороны, из [1] имеем

$$\alpha_{ср} = \sqrt{\frac{Z_{ср} \chi_{ср}}{\sigma_c}}, \quad (15)$$

где $Z_{ср}$ — коэффициент термоэлектрической эффективности материала образца.

Приравняв (14) и (15), с учетом (6), (7) и (10) получим выражение для термоэлектрической эффективности:

$$Z_{ср} = \frac{\sigma_c}{\sigma_a} \frac{1}{T} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 - Q_3} \frac{Q_3}{Q_2} \frac{1}{T}. \quad (17)$$

Таким образом, в рамках принятых допущений, вихретоковый метод позволяет бесконтактно определять эффективность термоэлектрических материалов [8]. Исследования образцов на основе кристаллов твердых растворов Bi-Te-Se-Sb, проведенные на соответствующим образом модифицированной уста-

новке [6, 7] с использованием вихретоковых датчиков [9, 10], подтверждают эти выводы. Численные оценки погрешности показывают, что она не превышает 1%.

Конкретные методики определения термоэлектрической добротности Z для случаев термоэлектрически изотропных и анизотропных, а также периодически неоднородных структур и функционально-градиентных материалов будут представлены в последующих публикациях.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы.— М.-Л.: Изд. АН СССР, 1960.
2. Harman T. C., Cahn J. H., Loganm J. Measurement of thermal conductivity by utivization of Peltier effect // J. Appl. Phys.— 1950.— Vol. 30, N 9.— P. 1351—1359.
3. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов.— М.: Высш. школа, 1987.
4. Вайнер А. Л. Термоэлектрические параметры и их измерение.— Одесса: Студия “Негоциант”, 1998.
5. Сурич Ю. В., Шимко В. И., Матвеев В. В. Бесконтактный метод измерения удельного сопротивления пластин полупроводников и эпитаксиальных слоев // Заводская лаборатория.— 1966.— Т. 32, № 9.— С. 1086—1088.
6. Ащеулов А. А., Бучковский И. А., Романюк И. С. Устройство для бесконтактного измерения электропроводности полупроводников // ТКЭА.— 2007.— № 2.— С. 55—57.
7. Ащеулов А. А., Бучковский И. А., Величук Д. Д., Романюк И. С. Бесконтактный измеритель электропроводности термоэлектрических материалов. // Сенсорная электроника и микросистемные технологии.— 2008.— № 1.— С. 38—43.
8. Пат. 29213 України. Процес визначення добротності термоелектричних матеріалів / А. А. Ащеулов, І. А. Бучковський, Д. Д. Величук.— 2008.— Бюл. № 1.
9. Пат. 32279 україни. Датчик для безконтактного вимірювача електропровідності термоелектричних матеріалів / А. А. Ащеулов, І. А. Бучковський.— 2008.— Бюл. № 9.
10. Ащеулов А. А., Бучковский И. А., Величук Д. Д., Романюк И. С. Автогенераторные датчики электропроводности // Материалы НПК «Сенсор-2008».— Одесса.— 2008.— С. 12.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Датчик угла поворота генераторного типа с элементом на поверхностных акустических волнах (Украина, г. Одесса)
- Прибор для измерения степени однородности пленочных структур в технологии микроэлектроники (Украина, г. Киев)
- Прогнозирование параметров стеклокерамики со стеклокристаллической матрицей для разных соотношений компонентов и режимов спекания (Украина, г. Одесса)
- Непаечные контактные соединения в электронных печатных узлах (Украина, г. Одесса)
- Моделирование электрических характеристик и расчёт конструктивных параметров кремниевоегo стабилизатора с напряжением стабилизации 6,5 В (Беларусь, г. Минск)
 - Умножитель / делитель (Украина, г. Одесса)
 - Арсенидгаллиевые $p^+ - n - p^+$ -структуры с обедняемой базовой областью (Узбекистан, г. Ташкент)
 - Жидкокристаллические мониторы для авиационной техники (Украина, г. Винница)
 - КЭС для технологии КНИ на основе проокисленного пористого кремния (Украина, г. Ивано-Франковск)



в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции