

УДК 537.32



Вихор Л.Н.

Вихор Л.Н., Горский П.В.

Институт термоэлектричества НАН и МОН
Украины, ул. Науки, 1, Черновцы, 58029, Украина



Горский П.В.

**ПЕРЕНОС ТЕПЛА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ЗАРЯДА НА ГРАНИЦЕ
«ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ – МЕТАЛЛ»**

Рассмотрена физическая модель переноса тепла и электрического заряда на границе термоэлектрический материал–металл, которая учитывает отражение фононов на границе и влияние потенциального барьера на движение носителей заряда через границу. Описаны методы расчета теплового и электрического сопротивлений и термоЭДС границы в соответствии с рассмотренной моделью. Проведены оценки величин этих сопротивлений и коэффициента термоЭДС границы материалов на основе Bi-Te с металлами Cu либо Ni и определены их температурные зависимости. Показано, что тепловое сопротивление границы достигает величины 10^{-8} К/Вт·м², значение электрического сопротивления находится на уровне $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м², а граничная термоЭДС, обусловленная эмиссией, составляет приблизительно 500 мкВ/К. Обусловленные указанными сопротивлениями тепловые и электрические потери на границе термоэлектрического материала с металлом могут существенно влиять на показатели микроминиатюрных преобразователей энергии.

Ключевые слова: тепловое сопротивление границы, электрическое сопротивление границы, граничная термоЭДС.

A physical model of heat and electric charge transport at thermoelectric material-metal boundary is considered that takes into account phonon reflection at the boundary and the impact of potential barrier on charge carrier motion through the boundary. The methods for calculation of the boundary thermal and electric resistances and thermopower in conformity with said model are described. The values of these resistances and the Seebeck coefficient at the boundary between Bi-Te materials and Cu or Ni metals are evaluated and their temperature dependences are determined. It is shown that the boundary thermal resistance reaches the value of 10^{-8} K/W·m², the electric resistance is at a level of $5 \cdot 10^{-11}$ Ohm·m², and the boundary thermopower due to emission is about 500 μV/K. Caused by the above resistances, the thermal and electric losses at thermoelectric material-metal boundary can have a considerable impact on the parameters of microminiature power converters.

Key words: boundary thermal resistance, boundary electric resistance, boundary thermopower.

Введение

В настоящее время широкое практическое применение термоэлектричества существенно сдерживается высокими значениями удельной стоимости преобразования энергии. Основной

вклад в себестоимость преобразователей из термопарных элементов вносит термоэлектрический материал (ТЭМ). Особенностью термоэлектрического способа преобразования энергии является независимость его максимальной эффективности от геометрических размеров термопар. Поэтому путем микроминиатюризации в идеале можно было бы достичь уменьшения стоимости без снижения эффективности.

Однако существенная проблема микроминиатюризации состоит в возрастании влияния тепловых и электрических потерь в зоне контакта полупроводникового материала ветвей термопар с металлическими коммутационными электродами. Эти потери обусловлены наличием теплового и электрического сопротивлений переходного контактного слоя, образующегося между ТЭМ и металлом при коммутации ветвей. В условиях микроминиатюризации толщина контактного слоя становится соизмеримой с высотой ветви, а тепловое и электрическое контактные сопротивления – сравнимыми с соответствующими сопротивлениями ветви. При этом влияние потерь в контактном слое возрастает, и эффективность термоэлектрического преобразователя снижается [1,2].

Современные технологии создания микромодулей путем впрыскивания, напыления или химического осаждения пленочных электродов с антидиффузионными микрослоями на торце ветви [3] позволяют уменьшить до минимума толщину контактного слоя и получить фактически "идеальную" (без переходного слоя) границу ТЭМ-металл. Однако резкое различие физических свойств полупроводника и металла влияет на движение носителей заряда и фононов через границу ТЭМ-металл, что обуславливает тепловое и электрическое сопротивления и термоЭДС такой "идеальной" границы [4-6]. Определение величин сопротивлений границ и граничной термоЭДС является актуальной и важной задачей для проектирования микромодульных термоэлектрических преобразователей энергии [6,7].

Поэтому *целью данной работы* является оценка величин теплового и электрического сопротивлений и термоЭДС, определение их температурных зависимостей для границ традиционных термоэлектрических материалов на основе *Bi-Te* с металлическими коммутационными электродами для дальнейшего их использования при проектировании термоэлектрических микропреобразователей энергии.

Физическая модель переноса тепла и электрического заряда на границе ТЭМ-металл

Рис. 1 иллюстрирует физическую модель переноса тепла и электрического заряда фононами и носителями заряда на границе ТЭМ-металл.

Идеальная граница характеризуется рассогласованием физических свойств полупроводника и металла, что обуславливает тепловое и электрическое сопротивление движению фононов и носителей заряда через границу.

Фононная волна, переносящая тепловой поток, частично проходит через границу, а частично отражается. Отражение фононов является причиной фононной составляющей теплового сопротивления границы $R_{c\,ph}$ [8, 9].

Движению носителей заряда через границу препятствует потенциальный барьер, образующийся вследствие различия зонных структур полупроводника и металла [5]. Этот

барьер является причиной сопротивления переносу тепла носителями, движущимися через границу, т.е. электронной составляющей теплового сопротивления R_{ce} .

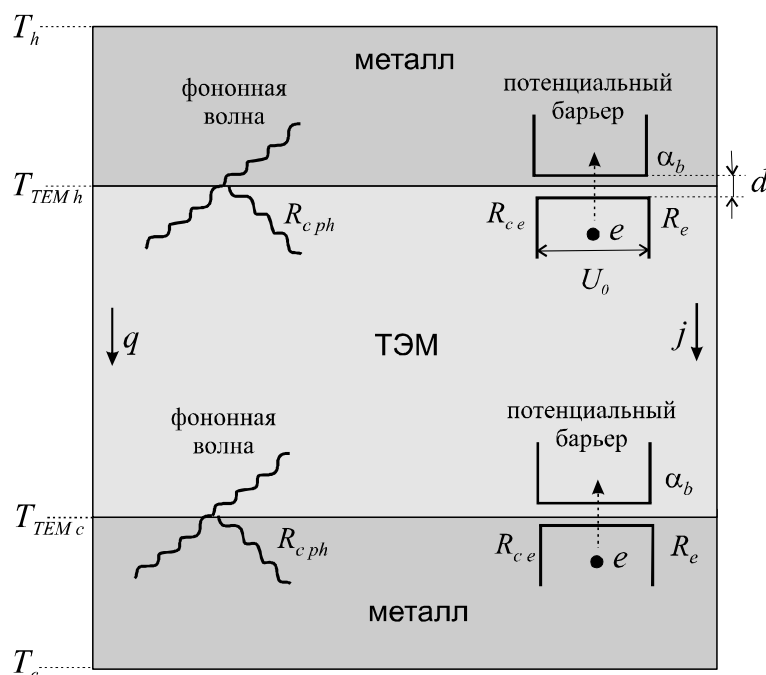


Рис. 1. Физическая модель переноса тепла и носителей заряда на границе ТЭМ–металл.

R_{cph} и R_{ce} являются основными составляющими полного теплового сопротивления границы R_c , определяющегося следующим образом:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{1}{R_{cph}} + \frac{1}{R_{ce}}. \quad (1)$$

Перенос носителей заряда через границу ТЭМ–металл сопровождается возникновением электрического граничного сопротивления R_e , обусловленного прохождением их через потенциальный барьер. Величина R_e зависит от характеристик барьера, т.е. его высоты U_0 , ширины d и формы, а также механизма (туннелирования или эмиссии) прохождения носителей заряда через барьер.

Потенциальный барьер является также причиной возникновения на границе термоЭДС, которая характеризуется граничным коэффициентом [5] α_b . Следует отметить, что α_b не является разностью коэффициентов Зеебека материалов, граничащих друг с другом.

Расчет фоновой составляющей граничного теплового сопротивления

Термоэлектрический материал и металл существенно различаются между собой скоростями звука, плотностями фоновых состояний, температурами и частотами Дебая. Вследствие рассогласования этих свойств создается сопротивление потоку фононов через границу. Для оценки величины фоновой составляющей граничного теплового сопротивления R_{cph} используются две модели [10]. Первую именуют моделью акустического рассогласования (АММ – acoustic mismatch model) [11]. Основное приближение АММ состоит в том, что

граница считается "абсолютно плоской" и фононы отражаются от нее зеркально, т.е. рассеяние фононов на границе отсутствует. Вторая, так называемая модель диффузного рассогласования (DMM – diffuse mismatch model) [9, 10] учитывает диффузное рассеяние фононов на шероховатостях и дефектах границы.

Допущение, что фононы не рассеиваются, справедливо лишь при условии весьма низких температур, при которых длина волны фононов λ существенно превышает размер b , характеризующий шероховатость границы или ее отклонение от идеальной плоскостности. Таким образом, для АММ модели $\lambda/b \ll 1$, а для DMM $\lambda/b \geq 1$ [10].

Длину волны λ можно приближенно оценить по формуле [12]

$$\lambda \approx \frac{\theta_D}{T} a, \quad (2)$$

где θ_D – температура Дебая, a – усредненное значение размера элементарной ячейки кристаллической решетки. Для термоэлектрических материалов на основе *Bi-Te* $\theta_D \sim 160$ К, $a \sim 20$ Å [13, 14]. Следовательно, для типовых рабочих интервалов температур термоэлементов $T = 200 \div 300$ К длина звуковых волн $\lambda = 1 \div 2$ нм. Таким образом, для применимости АММ-модели шероховатость границы должна быть намного меньше 1–2 нм, что маловероятно. Поэтому для оценок величины фоновой составляющей теплового сопротивления $R_{c\,ph}$ границы ТЭМ-металл, как правило, целесообразно использовать DMM-модель.

Метод расчета $R_{c\,ph}$ в соответствии с DMM детально описан в [10]. Согласно результатам этой работы можно записать:

$$R_{c\,ph} = \frac{\Delta T}{q}, \quad (3)$$

де $\Delta T = T_{TEM} - T_m$, T_{TEM} , T_m – температуры ТЭМ и металла соответственно. Тепловой поток q , переносимый через границу ТЭМ-металл, связан со скоростями u_j фононов j -й моды и функцией плотности состояний $g(\omega)$ фононов с частотой ω следующим соотношением [10, 6]:

$$q = \frac{\hbar}{4} \tau \sum_j u_{TEM,j} \int_0^\infty g(\omega) \omega \left[\frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT_{TEM}}) - 1} - \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT_m}) - 1} \right] d\omega, \quad (4)$$

где k – константа Больцмана. Коэффициент пропускания фононов τ определяется следующим образом:

$$\tau = \frac{\sum_j u_{m,j}^{-2}}{\sum_j u_{TEM,j}^{-2} + \sum_j u_{m,j}^{-2}}. \quad (5)$$

Формула (5) получена в [10] в приближении $\Delta T \rightarrow 0$. В [10] показано, что фактически нет отклонений в значениях $R_{c\,ph}$, определенных при разных ΔT по формуле (3), при условии $\Delta T < 10$ К. Поэтому для расчетов $R_{c\,ph}$ ограничиваются $\Delta T = 1$ К.

Следующее приближение связано с определением скорости фононов в

термоэлектрическом материале. Вследствие отсутствия информации о скоростях продольной и двух поперечных фононных мод в материалах на основе *Bi-Te* делается допущение, что эти скорости одинаковы [6], т.е.:

$$\sum_j u_{TEM,j}^{-2} = \frac{3}{u_{TEM}^2}. \quad (6)$$

При этом u_{TEM} определяется по формуле, связывающей скорость фононов с температурой Дебая:

$$\frac{kT_D}{\hbar} = (6\pi^2 u_{TEM}^3 n)^{1/3}, \quad (7)$$

где n – количество элементарных ячеек кристаллической решетки в единице объема.

Для расчета q по формуле (4) можно воспользоваться экспериментальной функцией плотности состояний (ФПС) $g(\omega)$, установленной для ряда соединений на основе *Bi-Te* [15], либо взять ее в приближении по Дебаю, т.е. в виде:

$$g_D(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2 u_{TEM}^3}. \quad (8)$$

Заметим, что в последнем случае интегрирование в (4) выполняется до максимально возможного значения частоты фононов, т.е. до частоты Дебая $\omega_D = kT_D/\hbar$. В [6] показано, что значения фононной составляющей сопротивления границы ТЭМ-металл, определенные с использованием экспериментальной ФПС и ФПС по Дебаю фактически совпадают.

Следовательно, пользуясь соотношениями (3) – (8), можно достаточно точно оценить величину фононной составляющей теплового сопротивления границы ТЭМ-металл.

Электронная составляющая теплового сопротивления, электрическое сопротивление и термоЭДС границы

Как отмечалось, потенциальный барьер является причиной электронной составляющей теплового сопротивления границы R_{ce} и электрического граничного сопротивления R_e , а также граничной термоЭДС α_b . Метод расчета этих граничных импедансов предложен в работах [4, 5, 16]. Он основан на аналогии описания переноса тепла и электрического заряда носителями заряда через потенциальный барьер на границе и в объеме самого ТЭМ.

Потенциальный барьер на границе считается прямоугольным высотой U_0 и шириной d . Носители заряда могут преодолевать его путем туннелирования либо электронной эмиссии. Максимальное значение ширины барьера d , при которой возможно туннелирование, устанавливается неравенством

$$\Lambda kT \leq 1, \quad (9)$$

где $\Lambda = 1/\sqrt{E_d U_0}$, $E_d = \hbar^2/2md^2$, m – масса электрона в ТЭМ. Для более широких барьеров работает механизм эмиссии.

Соотношения для граничных импедансов в случае туннелирования получены в [4, 5, 16]. Электрическое граничное сопротивление R_e определяется по формуле

$$\frac{1}{R_e} = \frac{e^2 m P}{2\pi^2 \Lambda \hbar^3}, \quad (10)$$

где P – вероятность туннелирования сквозь барьер, вычисляемая следующим образом [17]:

$$P = \left\{ 1 + \frac{U_0^2 \sinh^2 [2m(U_0 - E)d^2/\hbar^2]^{1/2}}{4E(U_0 - E)} \right\}^{-1}, \quad (11)$$

где E – энергия носителей и $E < U_0$. Обычно выбирают $E = U_0/2$.

Электронная составляющая теплового граничного сопротивления R_{ce} связана с электрическим сопротивлением R_e законом Видемана-Франца [16]:

$$\frac{1}{R_{ce}} = \frac{\pi^2}{3} \frac{T}{R_e} \left(\frac{k}{e} \right)^2. \quad (12)$$

Коэффициент граничной термоЭДС равен:

$$\alpha_b = \left(\frac{k}{e} \right) \frac{\pi^2}{3} \Lambda k T. \quad (13)$$

В случае эмиссии для определения импедансов пользуются выражениями [5, 18]:

$$\frac{1}{R_e} = \frac{e}{k} A T \exp(-U_0/kT), \quad (14)$$

$$\frac{1}{R_{ce}} = 2 \frac{T}{R_e} \left(\frac{k}{e} \right)^2, \quad (15)$$

$$\alpha_b = \frac{1}{eT} (U_0 + 2kT), \quad (16)$$

где $A = \frac{emk^2}{2\pi^2 \hbar^3}$ – постоянная Ричардсона для ТЭМ.

Для того чтобы определить, туннелирование или эмиссия имеют место в конкретном случае, необходимо знать характеристики барьера, а именно высоту U_0 и ширину d . У [19] получена оценка для высот барьеров металл-полупроводник $U_0 \leq 0.1$ эВ. Для расчета импедансов целесообразно воспользоваться максимальным значением высоты барьера $U_0 = 0.1$ эВ, как это принято в [6]. Ширина барьера оценивается по формуле [17]:

$$d = \frac{1}{2} \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 U_0}{eN} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость ТЭМ, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, N – концентрация носителей заряда в ТЭМ.

Таким образом, соотношения (10) – (17) используются для оценок величин граничных импедансов, характеризующих движение носителей заряда через потенциальный барьер.

Результаты расчета сопротивлений и термоЭДС границы ТЭМ-металл

Оценки величин теплового и электрического сопротивлений и термоЭДС были выполнены для границ между традиционными термоэлектрическими материалами $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$

n-типа проводимости и $Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ *p*-типа и металлическими коммутационными электродами из *Cu* либо *Ni*. Необходимые для расчетов параметры ТЭМ и металлов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры ТЭМ и металлов

Параметр	ТЭМ		Ссылки
	$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ <i>n</i> -тип	$Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ <i>p</i> -тип	
Концентрация носителей заряда $N, м^{-3}$	$3 \cdot 10^{25}$	$2 \cdot 10^{25}$	[22]
Масса носителей заряда <i>m</i> (m_0 – масса электрона)	$1.25m_0$	$0.6m_0$	[13,22]
Параметры гексагональной ячейки кристаллической решетки			[14]
$a, \text{Å}$	4.35	4.3	
$c, \text{Å}$	30.2	30.5	
Температура Дебая T_D, K	157	159	
Диэлектрическая проницаемость $\epsilon, K^2/Дж \cdot м$	98	62	
	Металл		
	<i>Cu</i>	<i>Ni</i>	
Скорости фононов			[23]
$\kappa_{\parallel}, м/с$	4760	5630	
$u_{\perp}, м/с$	2325	2960	

Температуры Дебая (таблица 1) твердых растворов $0.9Bi_2Te_3 + 0.1Bi_2Se_{0.3}Se_3$ та $0.25Bi_2Te_3 + 0.75Sb_2Te_3$ определялись по формуле:

$$T_D = \left(\frac{x_1}{T_{D1}^3} + \frac{x_2}{T_{D2}^3} \right)^{-1/3}, \quad (18)$$

где x_i, T_{Di} – молярное содержание и температура Дебая компонентов растворов (таблица 2) соответственно.

Диэлектрическая проницаемость твердых растворов ϵ рассчитывалась по формуле:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \sum_{i=1}^2 x_i \frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + 2}, \quad (19)$$

где ϵ_i – диэлектрическая проницаемость компонентов (таблица 2).

Таблица 2

Параметры компонентов твердых растворов на основе Bi-Te

Параметр	Bi_2Te_3	Sb_2Te_3	Bi_2Se_3	Ссылки
Температура Дебая T_{Di} , К	155.5	160	180	[13]
Диэлектрическая проницаемость ε_i , К ² /Дж·м	100	55	80	[6, 24]

Формулы (18) и (19) выведены нами на основе формулы для теплоемкости твердых тел при низких температурах и формулы Клаузиуса-Мосотти, приведенных в [20].

Рассчитанные свойства ТЭМ, необходимые для оценок теплового и электрического граничных сопротивлений, приведены в таблице 3.

Таблица 3

Рассчитанные свойства ТЭМ

Параметр	$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$	$Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$
	<i>n</i> -тип	<i>p</i> -тип
Частота Дебая ω_D , рад/с	$2.06 \cdot 10^{13}$	$2.08 \cdot 10^{13}$
Количество элементарных ячеек в единице объема <i>n</i> , м ⁻³	$6.1 \cdot 10^{27}$	$6.14 \cdot 10^{27}$
Скорость фононов u_{TEM} , м/с	$2.9 \cdot 10^3$	$2.91 \cdot 10^3$
Коэффициент пропускания фононов $\tau_{TEM \rightarrow Cu}$ $\tau_{TEM \rightarrow Ni}$	0.537 0.421	0.539 0.424
Ширина потенциального барьера <i>d</i> , нм	3.0	2.93
Λ , Дж ⁻¹	$3.39 \cdot 10^{20}$	$2.29 \cdot 10^{20}$
$\Lambda \cdot kT$	1.4	0.95

Из данных таблицы 3 вытекает, что условие туннелирования (9) для носителей заряда не выполняется. Поэтому, предельные импедансы определялись для эмиссионной модели потенциального барьера. Результаты расчета фононной и электронной составляющих и полного значения теплового граничного сопротивления при $T = 300$ К представлены в таблице 4.

Таблица 4

Расчетные значения теплового сопротивления границ ТЭМ-металл при $T=300K$

Граница	$n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Cu}$	$n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Ni}$	$p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3/\text{Cu}$	$p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3/\text{Ni}$
Фоновая составляющая $R_{c,ph}$, $\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{Вт}$	$1.04\cdot 10^{-8}$	$1.32\cdot 10^{-8}$	$1.01\cdot 10^{-8}$	$1.29\cdot 10^{-8}$
Электронная составляющая $R_{c,e}$, $\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{Вт}$	$0.21\cdot 10^{-5}$	$0.21\cdot 10^{-5}$	$0.43\cdot 10^{-5}$	$0.43\cdot 10^{-5}$
Полное тепловое сопротивление R_c , $\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{Вт}$	$1.03\cdot 10^{-8}$	$1.31\cdot 10^{-8}$	$1.01\cdot 10^{-8}$	$1.29\cdot 10^{-8}$

Температурные зависимости этих сопротивлений показаны на рис. 2 – 5.

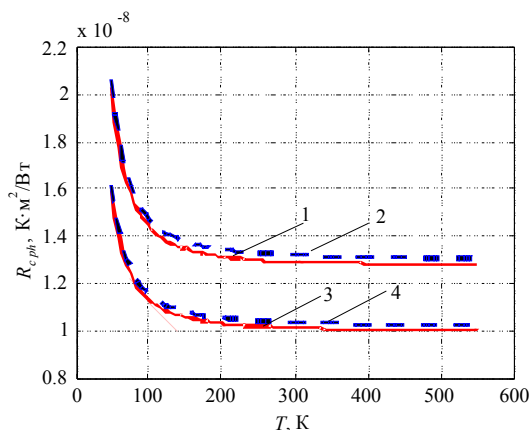


Рис. 2. Температурные зависимости фоновой составляющей теплового сопротивления границ:
1 – $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3/\text{Ni}$, 2 – $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Ni}$, 3 – $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3/\text{Cu}$, 4 – $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Cu}$.

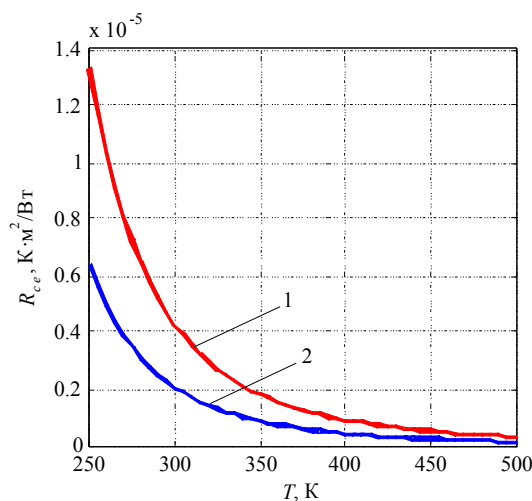


Рис. 3. Температурные зависимости электронной составляющей теплового сопротивления границ ТЭМ-металл: 1 – ТЭМ $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, 2 – ТЭМ $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

Из полученных данных вытекает, что электронная составляющая, существенно зависящая от температуры (рис. 3), слабо влияет на величину теплового сопротивления. Как следствие, тепловое граничное сопротивление практически не зависит от температуры (рис. 4). Величина теплового сопротивления на границе ТЭМ с медью достигает значений, близких к 10^{-8} К·м²/Вт, а на границе с никелем – $1.3 \cdot 10^{-8}$ К·м²/Вт.

Рассчитанные температурные зависимости электрического граничного сопротивления, возникающего вследствие эмиссии носителей заряда, показаны на рис.5. Это сопротивление не превышает значения $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м², что на порядок меньше величины сопротивления контактного слоя, образуемого в случае неидеальной границы ТЭМ-металл и, как правило, составляет приблизительно $10^{-9} \div 5 \cdot 10^{-10}$ Ом·м² [1, 2, 21].

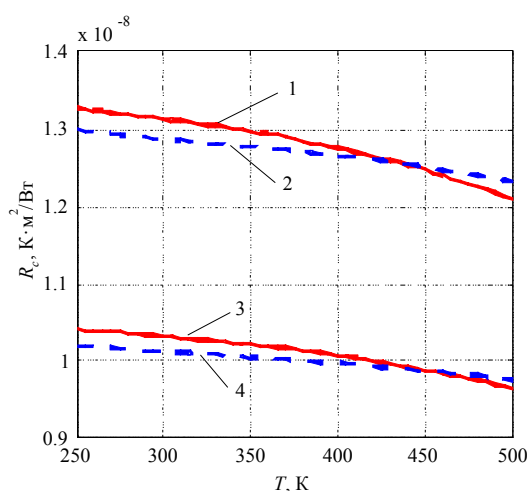


Рис. 4. Температурные зависимости теплового сопротивления границ:

1 – $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Ni}$, 2 – $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3/\text{Ni}$,
3 – $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}/\text{Cu}$, 4 – $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3/\text{Cu}$.

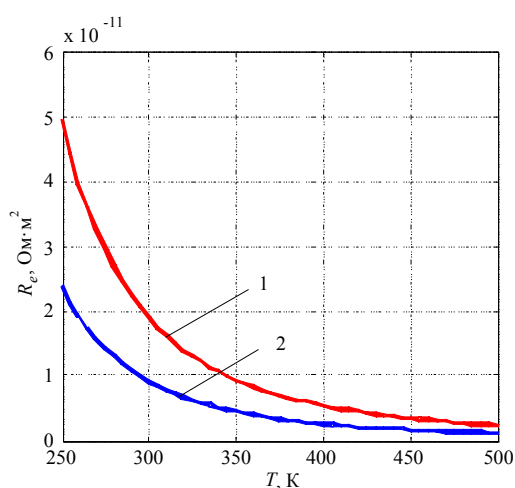


Рис. 5. Температурные зависимости электрического сопротивления границ ТЭМ-металл:

1 – ТЭМ $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, 2 – ТЭМ $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

Очевидно, что такая величина электрического граничного сопротивления в термоэлементах может влиять на показатели эффективности микроминиатюрных модулей для холодильников и генераторов.

Температурная зависимость коэффициента граничной термоЭДС $|\alpha_b|$ показана на рис. 6.

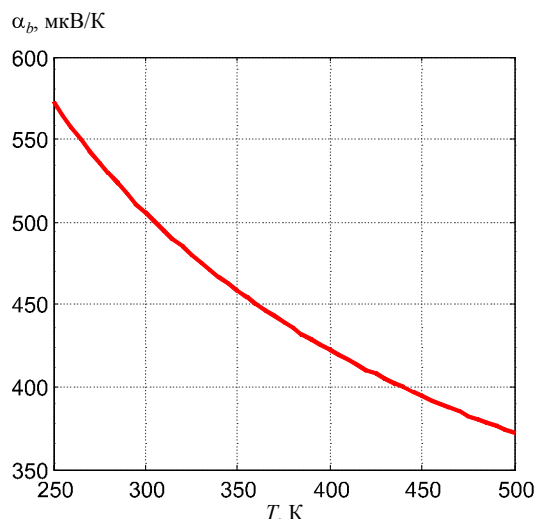


Рис. 6. Температурная зависимость термоЭДС электронной эмиссии на границе ТЭМ-металл.

Следует отметить, что в условиях справедливости эмиссионной модели барьера абсолютная величина коэффициента термоЭДС для границ металла с ТЭМ n - или p -типа проводимости одинакова и достигает значения $|\alpha_b| \approx 500$ мкВ/К при $T = 300$ К. В [6] показано, что для границ ТЭМ n -типа – металл α_b следует считать величиной положительной, а для границ ТЭМ p -типа – металл – отрицательной.

В соответствии с определением, коэффициент термоЭДС термоэлектрической ветви (рис. 1) находится следующим образом:

$$\alpha = \frac{\Delta\varphi}{T_h - T_c}, \quad (20)$$

где $\Delta\varphi$ – разность потенциалов между горячей и холодной сторонами ветви, учитывающая эффект Зеебека в материале самой ветви и термоЭДС границ, т.е.:

$$\Delta\varphi = \alpha_b (T_h - T_{ТЕМh}) + \alpha_{ТЕМ} (T_{ТЕМh} - T_{ТЕМc}) + \alpha_b (T_{ТЕМc} - T_c), \quad (21)$$

где $\alpha_{ТЕМ}$ – коэффициент Зеебека ТЭМ. Тогда, согласно (20), получим:

$$\alpha = \alpha_b + (\alpha_{ТЕМ} - \alpha_b) \frac{T_{ТЕМh} - T_{ТЕМc}}{T_h - T_c}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что $\alpha \approx \alpha_{ТЕМ}$, поскольку $T_{ТЕМh} - T_{ТЕМc} \approx T_h - T_c$. Таким образом, термоЭДС границы ТЭМ-металл фактически не влияет на показатели эффективности термоэлемента.

Выводы

1. Рассмотрены методы расчета теплового и электрического сопротивлений и термоЭДС, возникающих в условиях переноса тепла и электрического заряда через границу ТЭМ-металл.

- Проведены оценки величин теплового та электрического сопротивлений и термоЭДС границ материалов $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ n -типа проводимости и $Bi_{0.5}Sb_{0.5}Te_3$ p -типа с металлами Cu или Ni .
- Установлено, что тепловое граничное сопротивление составляет приблизительно 10^{-8} К/Вт·м² и слабо зависит от температуры.
 - Электрическое граничное сопротивление, обусловлено эмиссией носителей заряда через границу и его величина достигает значений порядка $5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м².
 - Показано, что величина граничной термоЭДС, обусловленной эмиссией, составляет приблизительно 500 мкВ/К.

Литература

- Анатычук Л.И., Кузь Р.В. Энергетические и экономические показатели термоэлектрических генераторных модулей на основе $Bi-Te$ для рекуперации отходов тепла // Термоэлектричество. – 2012. – №4. – С.75-82.
- Fleuriel, J.-P., Borshchevsky, A., Ryan, M.A., Phillips, W., Kolawa, E., Kacisch, T., and Ewell, R., Thermoelectric microcoolers for thermal management applications // Proceedings of the 16th International Conference on Thermoelectrics, pp. 641 – 645. Dresden, Germany, August, IEEE, Piscataway, NJ, 1997.
- Harald Bottner, Joachim Nurnus, Axel Schubert, Miniaturized Thermoelectric Converters, in: Thermoelectrics Handbook, Macro to Nano., Edited by D.M. Rowe, CRC Taylor&Francis, 2006, P.46-1 – 46-18.
- Bartkowiak M., Mahan G.D. Boundary Effects in Thin-Film Thermoelectrics // Proc. of Mat. Res. Soc. Symp., 545, 1999, P.265-272.
- Bartkowiak M., Mahan G.D. Heat and electricity transport through interfaces, in: Recent Trends in Thermoelectric Materials, vol. II, Semiconductors and Semimetals, vol. 70, Academic Press, New York, 2001, P. 245-271.
- Da Silva, L. W., Kaviany, M. Microthermoelectric Cooler: Interfacial Effects on Thermal and Electrical Transport // International Journal of Heat and Mass Transfer, 47, N 10-11, 2004, P. 2417-2435.
- Kong Hoon Lee, Hyunsen Kim, Ook Joong Kim, Effect of Thermoelectric and Electrical Properties on the Cooling Performance of a Micro Thermoelectric Cooler // J. of Electronic Materials, 39, N 9, 2010, P.1566-1571.
- Peterson R.E., Anderson A.C. The Kapitza Thermal Boundary Resistance // J. Low Temp. Phys., 11, 1973, P.639-644.
- Swartz E.T., Pohl R.O. Thermal Boundary Resistance // Rev. Mod. Phys. 61, N3, 1989, P.605-658.
- Phelan P.E., Application of Diffuse Mismatch Theory to the Prediction of Thermal Boundary Resistance in Thin-Film High- T_c Superconductors, ASME // J. Heat Transfer, 120, 1998, P. 37-43.
- Little W.A. The Transport of Heat between Dissimilar Solids at Low Temperatures // Canadian J. of Phys. 37, 1959, P.334-339.
- Rosenberg H.M. The Solid State, 3-rd ed. Oxford University Press, NY, 1988.
- CRC Handbook of Thermoelectrics, edited by D.M.Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.
- Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические

материалы на основе Bi_2Te_3 . – М: Наука, 1972. – 320 с.

15. Rauh H., Geick R., Kohler H., Nucker N., Lehner N. Generalized Phonon Density of States of the Layer Compounds Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 and $Bi_2(Te_{0.5}Se_{0.5})_3$, $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$ // Solid State Phys. 14, 1981, P. 2705-2712.
16. Mahan G.D., Bartkowiak M. Wiedemann-Franz Law at Boundaries // Appl. Phys. Lett. 80, 1998, P.4016-4020.
17. Sze S.M., Semiconductor Devices - Physics and Technology, John Wiley & Sons, 1985.
18. Mahan G.D., Sofo J.O., Bartkowiak M. Multilayer Thermionic Refrigerator and Generator // J. Appl. Phys., 83, 1998, P.4683-4690.
19. Mahan G.D., Woods L.M., Multilayer Thermionic Refrigeration // Phys. Rev. Lett., 80, N 18, 1998, P. 4016-4019.
20. Киттель Ч., Введение в физику твердого тела. – М: Гос. изд. физ.-мат. лит. 1963. – 696 с.
21. Анатычук Л.И., Вихор Л.Н. Компьютерное проектирование каскадных модулей для генераторов. – Термоэлектричество. – 2002 – №4. – С.19-27.
22. Термоэлектрические генераторы / А.С. Охотин, А.А. Ефремов, В.С. Охотин, А.С. Пушкарский / Под ред. А.Р. Регеля. – М.: Атомиздат, 1971. – 288 с.
23. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьевой, Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1231 с.
24. Madelung O., Rossler U., Schulz M. (ed.). SpringerMaterials — The Landolt-Bornstein Database (<http://www.springermaterials.com>).

Поступила в редакцию 10.07.15.