

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДОБРОТНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ЧАСТИЦ ПОЛУПРОВОДНИКА ИЛИ МЕТАЛЛА

*В. Ф. Харламов**

*Государственный университет — учебно-научно-производственный комплекс
302020, Орел, Россия*

Поступила в редакцию 18 декабря 2012 г.

Установлено, что безразмерная термоэлектрическая добротность материала, состоящего из большого числа шарообразных частиц полупроводника или металла, может быть много больше единицы. Показано, что введение диэлектрика в пространство между частицами может приводить к резкому увеличению мощности преобразователя тепловой энергии в энергию электрического тока.

DOI: 10.7868/S0044451013070109

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность прямого преобразования тепловой энергии в энергию электрического тока с помощью твердых тел характеризуют безразмерной термоэлектрической добротностью материала $Z = \sigma \alpha^2 T / k$, где σ , α , T и k — соответственно электропроводность, дифференциальная термоэдс, абсолютная температура и теплопроводность материала. Многочисленные и многолетние исследования с целью увеличения параметра Z пока не привели к принципиальному прорыву; до сих пор не создано материалов со значением $Z > 2$. Надежды на увеличение Z связывают с использованием наноструктурированных материалов, таких, например, как сверхрешетки, системы с квантовыми ямами и точками и квантовые проволоки. Ожидаемый эффект увеличения Z обусловлен, в первую очередь, понижением теплопроводности наноструктурированных материалов за счет рассеяния фононов на неоднородностях, имеющих размеры порядка нанометра (см., например, работы [1–3]). Однако рассеяние электронов на неоднородностях в твердом теле, созданных для рассеяния фононов и уменьшения k , приводит к уменьшению σ и α . По-видимому, поэтому добиться такими методами существенного увеличения отношения $\sigma \alpha^2 / k$ пока не удается.

*E-mail: kharl@ost.u.ru

В настоящей статье изложено найденное нами решение задачи о структуре материала, для которого $Z \gg 1$.

2. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ЧАСТИЦ ПОЛУПРОВОДНИКА

Рассмотрим термоэлектрические свойства материала, состоящего из большого числа одинаковых шарообразных частиц невырожденного полупроводника n -типа, имеющих контакты между собой. Будем считать, что диаметр d частиц мал по сравнению с линейными размерами материала. Фононная компонента теплопроводности материала равна нулю, поскольку площадь точечных контактов шаров равна нулю. Такой материал имеет электронную теплопроводность, обусловленную туннелированием электронов сквозь вакуумные зазоры между частицами вблизи точечных контактов между ними, а также теплопроводность, обусловленную лучистым теплообменом вследствие теплового излучения.

Вычислим параметр Z для этого материала. Упростим задачу, полагая, что частицы образуют структуру в виде простой кубической решетки. Для температуры материала и диаметра частиц примем значения $T = 400\text{--}800$ К и $d = 10^{-6}\text{--}10^{-3}$ м. В этом случае эффекты пространственного квантования энергии электронов в частицах и кулоновской блокады не оказывают влияния на свойства структуры.

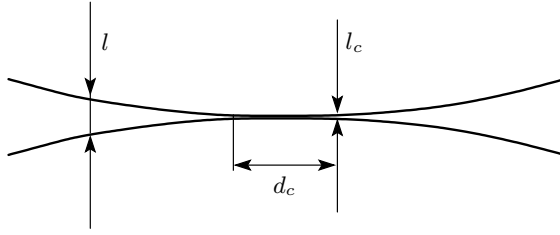


Рис. 1. Схема контакта между двумя одинаковыми частицами в форме шара: l — величина зазора между частицами в области контакта между ними; d_c — диаметр площадки, через которую преимущественно происходит туннелирование электронов из одной частицы в другую; l_c — наибольшее значение туннельно прозрачного для электронов зазора между частицами

Введем обозначение

$$D(\varepsilon, l(r)) \approx \exp\left(-\frac{2l(r)}{\hbar} \sqrt{2m_0(\chi - \varepsilon)}\right)$$

для коэффициента прозрачности потенциального барьера для электронов, туннелирующих из одной частицы в другую через зазор между ними. Здесь ε — энергия электронов в твердом теле, χ — потенциальный барьер для электронов (в данном случае — электронное сродство поверхности частиц), $l(r) = 2r^2/d$ — величина вакуумного зазора между частицами в области контакта между ними, r — расстояние от точки контакта частиц в плоскости $x = 0$, касательной к сферическим поверхностям частиц.

Сравним коэффициенты теплопроводности структуры (k) и однородного полупроводника (k_V). Полагая, что туннелирование электронов происходит преимущественно через зазоры между частицами величиной $l < l_c < 1$ нм, т.е. через площадку $s \approx \pi d_c^2/4 \approx \pi l_c d/2$ (рис. 1), имеем $k/k_V \leq s/d^2 \leq 10^{-4}$. Пусть в материале создан постоянный градиент температуры ∇T в направлении цепочки частиц. При этом между двумя контактирующими частицами возникают разность температур δT и разность потенциалов u (электродвижущая сила сторонних сил). Используем оценку $\xi/\xi_V \approx \sqrt{k/k_V} \leq 10^{-2}$, где $\xi = \sqrt{k/c\rho}$ и $\xi_V = \sqrt{k_V/c_V\rho_V}$ — коэффициенты теплопроводности соответственно структуры и однородного полупроводника; c, c_V — удельные теплоемкости, ρ, ρ_V — плотности веществ. Вследствие условия $\xi/\xi_V \leq 10^{-2}$ скорость выравнивания температуры в объеме частицы относительно велика, поэтому при переходе границы между частицами в области контакта между ними температура меняется скач-

ком на величину $\delta T = T_1 - T_2 \approx d\nabla T$. При этом в объеме каждой частицы решение стационарного уравнения теплопроводности $\Delta T = 0$ имеет вид $T \approx \text{const}$.

В условиях равновесия потоки электронов через область контакта между двумя частицами в прямом и обратном направлениях совпадают:

$$i = i_1 \exp\left(-\frac{eu}{k_B T_1}\right) - i_2 = 0, \quad (1)$$

где

$$i_{1,2} = [n\langle v_x \rangle]_{1,2} = \int_0^{d/2} \int v_x f(\varepsilon, T_{1,2}) D(\varepsilon, l(r)) 2\pi r dr d^3 p, \quad (2)$$

e — элементарный заряд, k_B — постоянная Больцмана, n — концентрация электронов в объеме частицы, v_x — проекция вектора скорости электрона на направление нормали к плоскости $x = 0$, $\varepsilon = p^2/2m$, p и m — импульс и эффективная масса электрона, $f(\varepsilon, T) = n(2\pi mk_B T)^{-3/2} \exp(-\varepsilon/k_B T)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Подставляя выражение $l = 2r^2/d$ в формулу для коэффициента прозрачности $D(\varepsilon, l(r))$ туннельного барьера, находим

$$S(\varepsilon) = \int_0^{d/2} D(\varepsilon, l(r)) 2\pi r dr = \frac{\pi \hbar d}{4\sqrt{2m_0(\chi - \varepsilon)}} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\hbar} \sqrt{2m_0(\chi - \varepsilon)}\right)\right]. \quad (3)$$

Величина $S(\varepsilon)$, определенная равенством (3), не зависит от температуры явно. Поэтому, используя теорему о среднем, поток электронов представим в виде

$$i_{1,2} = \bar{S} \int v_x f(\varepsilon, T_{1,2}) d^3 p = \bar{S} j(T_{1,2}), \quad (4)$$

где

$$j = \frac{n\bar{v}}{4} = \frac{1}{4} abT^2 C(T), \quad n = aT^{3/2} C(T), \\ a = \frac{2(2\pi mk_B)^{3/2}}{(2\pi \hbar)^3}, \quad C(T) = \exp\left(\frac{F - E_c}{k_B T}\right),$$

F — уровень Ферми, E_c — уровень дна зоны проводимости полупроводника [4], $\bar{v} = b\sqrt{T}$ — средняя скорость теплового движения электронов, $b = \sqrt{8k_B/\pi m}$. Используя выражения (1) и (4), получаем

$$u = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{i_1}{i_2} = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{j(T + \delta T)}{j(T)} \approx \frac{k_B \delta T}{e} \left(2 + \frac{E_c - F}{k_B T} \right). \quad (5)$$

Следовательно, коэффициент термоэдс материала равен

$$\alpha = \frac{u}{d\nabla T} \approx \frac{u}{\delta T} \approx \frac{2k_B}{e} + \frac{E_c - F}{eT}. \quad (6)$$

Поток тепла q_e , переносимого электронами через область контакта между двумя частицами, вычислим по формуле

$$q_e = q_1 \exp\left(-\frac{eu}{k_B T_1}\right) - q_2, \quad (7)$$

где

$$q_{1,2} = [n\langle v_x \varepsilon \rangle]_{1,2} = \int_0^{d/2} v_x \varepsilon f(\varepsilon, T_{1,2}) D(\varepsilon, l(r)) 2\pi r dr d^3 p. \quad (8)$$

Используем теорему о среднем:

$$q_{1,2} = \bar{S}_\varepsilon \int v_x \varepsilon f(\varepsilon, T_{1,2}) d^3 p = \bar{S}_\varepsilon (n\bar{v}k_B T/2)_{1,2}. \quad (9)$$

С помощью выражений (1), (4), (7) и (9) получаем

$$q_e \approx \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{eu}{k_B T}\right) - \left(1 - \frac{3\delta T}{T}\right) \exp B \right] \times ab\bar{S}_\varepsilon T^3 C(T) k_B \approx \frac{1}{2} n\bar{v}\bar{S}_\varepsilon k_B \delta T, \quad (10)$$

где $T = T_1$, $B \approx (F - E_c)\delta T/k_B T^2$. Используя выражение $4q_e/\pi d^2 = k_e \nabla T \approx k_e \delta T/d$, находим коэффициент электронной теплопроводности структуры:

$$k_e \approx \frac{4q_e}{\pi d^2 \nabla T}. \quad (11)$$

На основании выражений (10) и (11) получаем $k_e \approx 2n\bar{v}k_B \bar{S}_\varepsilon / \pi d$.

Пусть в материале создан градиент электрического потенциала $\nabla\varphi$. Используем оценку (см. рис. 1) $\sigma/\sigma_V < s/d^2 \approx l_c/d < 10^{-3}$, где σ и σ_V — коэффициенты электропроводности соответственно структуры и однородного полупроводника. Следовательно, падение напряжения в объеме частиц мало, падение напряжения на контакте между двумя частицами равно $\Delta\varphi \approx d\nabla\varphi$. Сила тока через контакт равна (см. выражение (1))

$$I \approx ei_1 \exp\left(-\frac{e(u - \Delta\varphi)}{k_B T_1}\right) - ei_2.$$

Если выполняется условие $e\Delta\varphi \ll k_B T$, то, используя выражение (1) и равенство $4I/\pi d^2 = \sigma \nabla\varphi$, для коэффициента электропроводности материала получаем

$$\sigma \approx \frac{4e^2 i_1}{\pi d k_B T}. \quad (12)$$

С помощью выражений (4) и (12) находим $\sigma \approx e^2 n\bar{v}\bar{S}/\pi d k_B T$. Используя полученные формулы, имеем

$$\frac{k_e}{\sigma} = \frac{2k_B^2 T \bar{S}_\varepsilon}{e^2 \bar{S}}.$$

Пусть выполняется условие $\chi \gg \bar{\varepsilon}$, где $\bar{\varepsilon} = 3k_B T/2$ — средняя энергия электронов. В этом случае в выражении (3) примем $S(\varepsilon) \approx S(\varepsilon = 0) \approx \text{const}$. Тогда на основании формул (2), (4) и (8), (9) имеем $\bar{S} \approx \bar{S}_\varepsilon$,

$$\frac{k_e}{\sigma} \approx \frac{2k_B^2 T}{e^2}. \quad (13)$$

Полагая, что выполняются равенства $k = k_e$ и (13), с помощью выражения (6) получаем ($F < E_c$, $\chi \gg \bar{\varepsilon}$)

$$Z = \frac{T\alpha^2 \sigma}{k} \approx \frac{1}{2} \left(2 + \frac{E_c - F}{k_B T} \right)^2. \quad (14)$$

Следовательно, если $(E_c - F)/k_B T \geq 3$, то $Z \gg 1$.

Поток тепла, обусловленный лучистым теплообменом между двумя частицами, и коэффициент лучистой теплопроводности структуры соответственно равны

$$q_T = S_T \sigma_T [(T + \delta T)^4 - T^4], \quad (15)$$

$$k_h = q_T / S_T \nabla T \approx 4\sigma_T T^3 d,$$

где σ_T — постоянная Стефана–Больцмана.

Пусть пространство между частицами заполнено диэлектриком, например, в виде жидкости с небольшим коэффициентом поверхностного натяжения. В этом случае потенциальный барьер χ , который преодолевают электроны, туннелирующие из одной частицы в другую через зазор между ними (см. выражение (3)), равен разности термоэлектронных работ выхода полупроводника и диэлектрика [4]. Поток тепла q_p , переносимого фононами через диэлектрик в области контакта между двумя частицами, вычислим по формуле

$$q_p \approx 2\pi k_d \delta T \int_{d_c/2}^{d/2} r l^{-1} dr = \pi k_d d \delta T \int_{d_c/2}^{d/2} r^{-1} dr \approx \frac{1}{2} \pi k_d d \delta T \ln \frac{2d}{l_c},$$

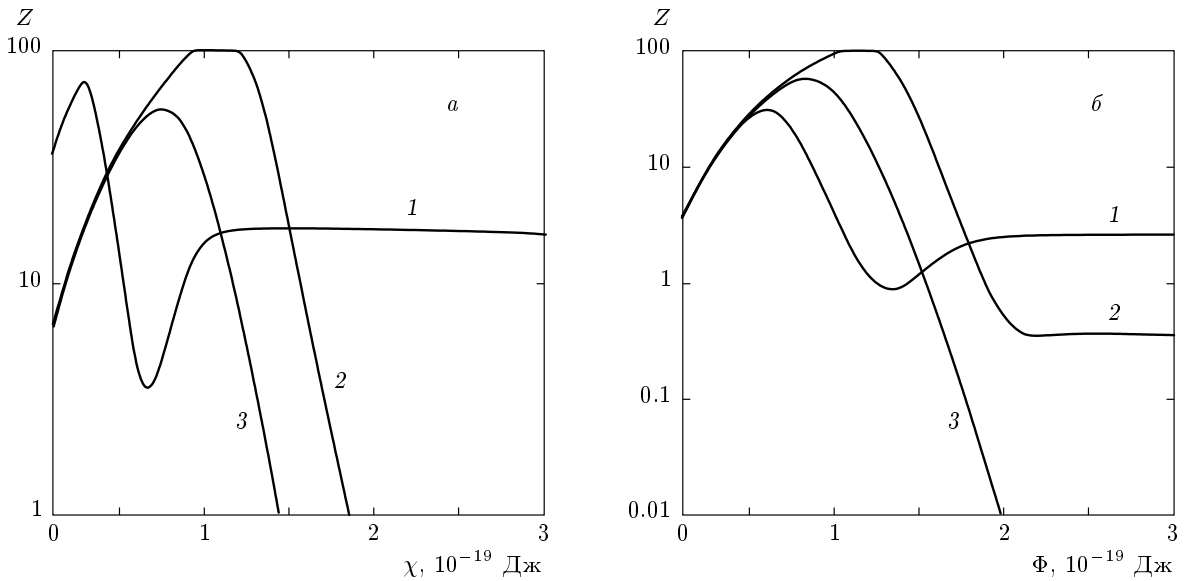


Рис. 2. Зависимости термоэлектрической эффективности материала, состоящего из частиц полупроводника (а) или металла (б), от величины потенциального барьера для электронов, туннелирующих через зазор между частицами, без (1, 2) и при наличии (3) диэлектрика в пространстве между частицами, $k_d = 0$ (1, 2), 1 Вт/мК (3); $d = 10^{-6}$ м (1), 10^{-3} м (2, 3); а — $T = 400$ К (1), 700 К (2, 3); $E_c - F = 2.4 \cdot 10^{-20}$ Дж (1), $8 \cdot 10^{-21}$ Дж (2, 3); б — $T = 700$ К

где k_d — коэффициент теплопроводности диэлектрика, $d_c \approx 2\sqrt{l_c d}$, l_c — зазор между частицами, недоступный для молекул диэлектрика (см. рис. 1). Следовательно, коэффициент фоновой теплопроводности структуры равен

$$k_p = \frac{4q_p}{\pi d^2 \nabla T} \approx 2k_d \ln \frac{2d}{l_c}. \quad (16)$$

Электродвижущая сила, возникающая в материале на единицу его длины, равна $\alpha \nabla T$. Если материал замкнут на внешнюю нагрузку с сопротивлением R , то в цепи возникает электрический ток

$$J = \frac{\alpha L \nabla T}{R + L/\sigma S_s}, \quad (17)$$

где L и S_s — соответственно длина и площадь поперечного сечения материала.

Выражения (1)–(3), (7), (8), (11), (12), (15)–(17) мы использовали для компьютерных вычислений величин α , k , σ , k/σ , $Z = T\sigma\alpha^2/k$, J , где $k = k_e + k_h$ или $k = k_e + k_h + k_p$. Остальные выражения (оценки), соответствующие частным случаям, мы не применяли. При этом варьировали параметры T , χ , k_d , $E_c - F$ и d . Следующие величины оставались неизменными:

$$\begin{aligned} \nabla T &= 10^3 \text{ В/м}, \quad l_c = 0.3 \text{ нм}, \\ L &= 0.1 \text{ м}, \quad m = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}. \end{aligned}$$

Если увеличивать потенциальный барьер χ для электронов при остальных постоянных параметрах, то зависимость $Z(\chi)$ содержит максимум. Затем, при наличии диэлектрика между частицами ($k_d \geq 1$ Вт/мК), величина $Z(\chi)$ продолжает быстро монотонно уменьшаться. Максимальное значение равно $Z_{max} = 10^2$ (рис. 2а). В области значений $\chi \geq \chi^*$, где χ^* значительно увеличивается при росте температуры, величины α , k/σ и Z не зависят от χ , если $d \approx 10^{-6}$ м, $k_d = 0$, $0 \leq E_c - F \leq 8 \cdot 10^{-21}$ Дж. Эти вычисленные и не зависящие от χ значения равны величинам, определенным по формулам

$$\alpha = \frac{2k_B}{e} + \frac{E_c - F}{eT}, \quad \frac{k}{\sigma} = \frac{2k_B^2 T}{e^2},$$

$$Z = \frac{1}{2} \left(2 + \frac{E_c - F}{k_B T} \right)^2$$

(см., например, кривые 1 на рис. 2а и 3а). Эти выражения совпадают с оценками по формулам (6), (13), (14). При увеличении диаметра частиц ($d = 10^{-6}$ – 10^{-3} м, $\chi \geq \chi^*$, $k_d = 0$) величина Z монотонно уменьшается (на порядок) в связи с увеличением вклада лучистого теплообмена в теплопроводность материала.

В случае электрической цепи, содержащей источник термоэдс, при увеличении диаметра частиц и при остальных постоянных параметрах плотность

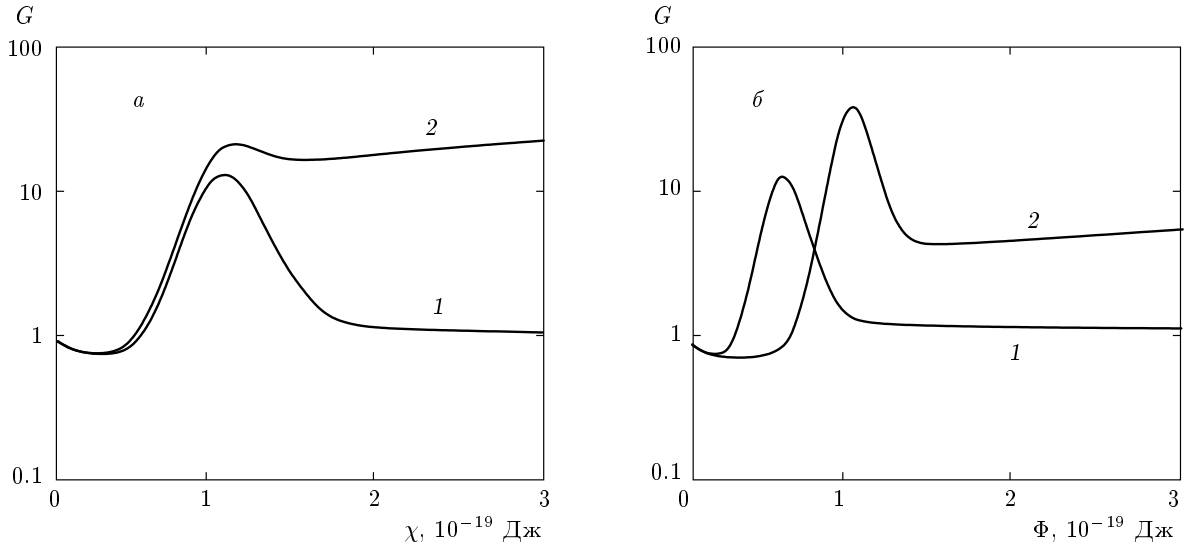


Рис. 3. Зависимости параметра $G = ke^2/2k_B^2 T \sigma$ от величины потенциального барьера для электронов, туннелирующих через вакуумный зазор ($k_d = 0$) между частицами полупроводника (а) или металла (б): $a - d = 10^{-6}$ м, $T = 700$ К, $E_c - F = 8 \cdot 10^{-21}$ Дж (1), $8 \cdot 10^{-20}$ Дж (2); $b - d = 10^{-6}$ м (1), 10^{-3} м (2), $T = 400$ К

тока в материале, J/S_s , возрастает приблизительно по линейному закону. Увеличение χ приводит к очень быстрому уменьшению тока приблизительно по экспоненциальному закону. При увеличении температуры материала происходит резкое увеличение тока. Максимальная плотность тока короткого замыкания ($R = 0$) в материале при $\chi < 5 \cdot 10^{-20}$ Дж, $T = 700$ К, $d = 10^{-3}$ м равняется 10^9 А/м². Введение диэлектрика в пространство между частицами может приводить к резкому увеличению тока и мощности тока в связи с уменьшением потенциального барьера χ для электронов. При этом сила тока и термоэдс не зависят от коэффициента теплопроводности этого диэлектрика.

3. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА

Аналогичным образом рассмотрим термоэлектрические свойства материала, состоящего из большого числа одинаковых частиц металла в форме шара и имеющего структуру в виде образованной частицами простой кубической решетки. В этом случае, учитывая принцип Паули, в выражении (1) необходимо использовать следующую формулу для потока электронов:

$$i_{1,2} = [n(v_x)]_{1,2} = N_c \int_0^{d/2} \int v_x g(\varepsilon, T_{1,2}) \times [1 - g(\varepsilon, T_{2,1})] D(\varepsilon, l(r)) 2\pi r dr d^3 p, \quad (18)$$

где $N_c = (4\pi^3 \hbar^3)^{-1}$ [4],

$$g(\varepsilon, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - F}{k_B T}\right) \right]^{-1}.$$

При этом в выражении (3) потенциальный барьер χ для электронов равен термоэлектронной работе выхода Φ поверхности частиц.

Используем сферическую систему координат для элемента объема в пространстве импульсов $d^3 p = p^2 \sin \theta d\theta d\varphi dp$ и выражение $v_x = p \cos \theta / m$. Интегрируя по θ в пределах от 0 до $\pi/2$ и по φ от 0 до 2π и используя выражение (3), находим

$$i_{1,2} = \frac{\pi N_c}{m} \int_0^\infty p^3 S(\varepsilon) g(\varepsilon, T_{1,2}) [1 - g(\varepsilon, T_{2,1})] dp. \quad (19)$$

Полагая, что основной вклад в величину потока электронов $i_{1,2}$ вносят электроны с энергией $\varepsilon > F + 3k_B T$, примем

$$g(\varepsilon, T_{1,2}) [1 - g(\varepsilon, T_{2,1})] \approx \exp\left(-\frac{\varepsilon - F}{k_B T_{1,2}}\right).$$

Используя теорему о среднем, получаем

$$i_{1,2} \approx 2\pi \bar{S}_m N_c m (k_B T_{1,2})^2. \quad (20)$$

На основании выражений (1) и (20) имеем

$$u = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{i_1}{i_2} = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{(T + \delta T)^2}{T^2} \approx \frac{2k_B \delta T}{e}. \quad (21)$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{u}{d\nabla T} \approx \frac{u}{\delta T} \approx \frac{2k_B}{e}. \quad (22)$$

При этом, так же как и в случае материала, состоящего из частиц полупроводника, возникновение термоэдс обусловлено скачком температуры в точечных контактах между частицами металла.

По формуле (7) вычислим поток тепла, переносимого электронами через область контакта между двумя частицами металла, используя выражение

$$q_{1,2} = [n\langle v_x \varepsilon \rangle]_{1,2} = N_c \int_0^{d/2} \int v_x \varepsilon g(\varepsilon, T_{1,2}) \times \\ \times [1 - g(\varepsilon, T_{2,1})] D(\varepsilon, l(r)) 2\pi r dr d^3 p. \quad (23)$$

С помощью приближения $g(\varepsilon, T_{1,2}) [1 - g(\varepsilon, T_{2,1})] \approx \exp[-(\varepsilon - F)/k_B T_{1,2}]$ и теоремы о среднем находим

$$q_{1,2} \approx 4\pi \bar{S}_{em} N_c m (k_B T_{1,2})^3. \quad (24)$$

Используя выражения (24), (21), (7) и (1), получаем

$$q_e \approx 4\pi \bar{S}_{em} N_c m k_B^3 T^2 \delta T. \quad (25)$$

Аналогичным образом, как и в случае материала из частиц полупроводника, с помощью выражений (1), (20) и (25) получаем выражения для коэффициентов электропроводности и электронной теплопроводности материала, состоящего из частиц металла:

$$\sigma \approx 8e^2 N_c m k_B T \bar{S}_m / d, \quad k_e \approx 16 \bar{S}_{em} N_c m k_B^3 T^2 / d.$$

Если выполняется условие $\Phi \gg k_B T$, то, учитывая выражения (3), (18) и (23), примем $\bar{S}_{em} / \bar{S}_m \approx 1$. В этом случае находим

$$k_e / \sigma \approx 2k_B^2 T / e^2. \quad (26)$$

Для рассматриваемой структуры, состоящей из частиц металла, при выполнении условий $k \approx k_e$, $\Phi \gg k_B T$ получаем

$$Z = T \alpha^2 \sigma / k \approx 2. \quad (27)$$

Выражения (1), (3), (7), (11), (12), (15)–(17), (18), (23) использованы для компьютерных вычислений, таких же, как и в случае материала, состоящего из частиц полупроводника. Если увеличивать потенциальный барьер Φ для электронов при

остальных постоянных параметрах, то зависимость $Z(\Phi)$ содержит максимум; максимальное значение $Z_{max} = 10^2$ (см. рис. 2б). Затем, при наличии диэлектрика между частицами, величина Z продолжает быстро уменьшаться (см. рис. 2б, кривая 3). В области значений $\Phi \geq \Phi^*$, где Φ^* слабо зависит от температуры, вычисленные значения величин α , k/σ и Z не зависят от Φ (если $k_d = 0$, $d \approx 10^{-6}$ м). Эти вычисленные и не зависящие от Φ значения равны величинам, определенным по формулам $\alpha \approx 2k_B/e$, $k/\sigma \approx 2k_B^2 T/e^2$, $Z \approx 2$ (см., например, кривые 1 на рис. 2б и 3б). Эти выражения совпадают с оценками в виде формул (22), (26), (27). При увеличении диаметра частиц ($d = 10^{-6}$ – 10^{-3} м, $\Phi \geq \Phi^*$, $k_d = 0$) величина Z монотонно слабо уменьшается в связи с увеличением вклада лучистого теплообмена в теплопроводность материала.

При росте температуры материала сила тока в электрической цепи, содержащей источник термоэдс, слабо увеличивается. При выполнении условий $T \approx 400$ – 500 К, $\Phi > 1.5 \cdot 10^{-19}$ Дж и при прочих равных условиях сила тока насыщения (тока короткого замыкания) в материале, состоящем из частиц металла, на несколько порядков больше, чем в таком же материале, состоящем из частиц полупроводника. Другие характеристики источника тока аналогичны характеристикам источника тока, состоящего из частиц полупроводника. В частности, максимальная плотность тока короткого замыкания в материале при $\Phi < 5 \cdot 10^{-20}$ Дж, $T = 700$ К, $d = 10^{-3}$ м также равна 10^9 А/м².

4. ВЫВОДЫ

Установлено влияние параметров материала, состоящего из одинаковых шарообразных частиц полупроводника или металла с туннельными контактами между ними, на величину его термоэлектрической эффективности Z . Независимо от диаметра частиц ($d = 10^{-6}$ – 10^{-3} м) и их природы для этого материала $Z \gg 1$, если термоэлектронная работа выхода поверхности частиц Φ меньше величины $\Phi_m \approx (1.1$ – $1.5) \cdot 10^{-19}$ Дж. В случае частиц полупроводника условие $Z \gg 1$ выполняется также при $\Phi > \Phi_m$, если уровень Ферми расположен в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости и $d \approx 10^{-6}$ м. Условие $Z \gg 1$ выполняется также, если пространство между частицами заполнено диэлектриком с низкой теплопроводностью, а разность термоэлектронных работ выхода диэлектрика и частиц полупроводника или металла меньше Φ_m .

Установлено, что при увеличении диаметра частиц полупроводника или металла и при остальных постоянных параметрах материала сила тока в электрической цепи, содержащей источник термоэдс, возрастает приблизительно по линейному закону.

Автор благодарит Ф. В. Харламова за оказанную помощь. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и администрации Орловской области (грант № 12-02-97500-р-центр-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Дмитриев, И. П. Звягин, УФН **180**, 821 (2010).
2. N. Gothard, J. E. Spowart, and T. M. Tritt, Phys. Stat. Sol. (a) **207**, 157 (2010).
3. G. H. Zhu, H. Lee, Y. C. Lan et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 196803 (2009).
4. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1990).