

УДК 537

Анатычук Л.И.^{1,2}, Вихор Л.Н.¹, Горский П.В.¹

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

²Черновицкий национальный университет
им. Ю. Федьковича, ул. Коцюбинского, 2, Черновцы, 58012, Украина

**ОПТИМИЗАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ *Bi-Te* ДЛЯ
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ
В УСЛОВИЯХ МИНИАТЮРИЗАЦИИ**

Исходя из температурных и концентрационных зависимостей кинетических коэффициентов термоэлектрического материала (ТЭМ), определены концентрационные зависимости термоэлектрической добротности ТЭМ в условиях миниатюризации для режимов термоэлектрического охлаждения и генерирования при различных толщинах слоев. При этом необходимые для учета влияния размерных эффектов микроскопические параметры ТЭМ определялись непосредственно на основании аппроксимационных моделей их кинетических коэффициентов. Влияние размерных эффектов на электропроводность ТЭМ учитывалось в приближении постоянной относительно энергии длины свободного пробега носителей заряда, а на решеточную теплопроводность – с учетом частотной зависимости времени релаксации фононов при их рассеянии друг на друге за счет ангармонизма тепловых колебаний решетки. В последнем случае рассматривались как процессы переброса, так и нормальные процессы, способные модифицировать рассеяние электронов на границах слоя. Показано, что при снижении толщины слоя ТЭМ до 50 мкм выигрыш в добротности в сравнении с монокристаллом составляет 1–4%. Для меньших толщин можно получить более существенный выигрыш. В частности, при снижении толщины слоя ТЭМ до 0.1 мкм максимум термоэлектрической добротности увеличивается в 1.7–3.2 раза по сравнению с монокристаллом. При этом снижение толщины слоя ТЭМ до 50 мкм практически не влияет на оптимальную концентрацию легирующих однозарядных примесей, в то время как переход к меньшим толщинам снижает ее. Например, при толщине слоя 0.1 мкм она уменьшается в 1.1–2.2 раза по сравнению с монокристаллом.

Ключевые слова: термоэлектричество, термоэлектрический генератор, прямое преобразование энергии переходной режим, рекуперация тепла.

Based on the temperature and concentration dependences of the kinetic coefficients of thermoelectric material (TEM), the concentration dependences of thermoelectric figure of merit of TEM were determined under the conditions of miniaturization for thermoelectric

cooling and generation modes with different layer thicknesses. In so doing, the microscopic parameters of TEM necessary for taking into account the impact of size effects were directly determined on the basis of approximation models of their kinetic coefficients. The impact of size effects on the electrical conductivity of TEM was taken into account in the approximation of constant with respect to energy mean free path of charge carriers, and their impact on the lattice thermal conductivity – with regard to frequency dependence of the relaxation time of phonons scattered on each other due to anharmonicity of lattice thermal vibrations. In the latter case, both Umklapp and normal processes were considered capable of modifying scattering of electrons at layer boundaries. It was shown that with reduction of TEM layer thickness to 50 μm a gain in the figure of merit as compared to single crystal is 1 – 4 %. For lower thicknesses a gain can be greater. In particular, with reduction of TEM layer thickness to 0.1 μm , maximum thermoelectric figure of merit is increased by a factor of 1.7 – 3.2 against single crystal. In so doing, reduction of TEM layer thickness to 50 μm scarcely affects the optimal concentration of doping single-charge impurities, whereas transition to lower thicknesses reduces it. For instance, with the layer thickness 0.1 μm it is reduced by a factor of 1.1 – 2.2 as compared to single crystal.

Key words: electric conductivity, thermoEMF, thermal conductivity, phonons, charge carriers, relaxation time, normal processes, Umklapp processes, mean free path, thermoelectric figure of merit.

Введение

Миниатюризация термоэлектрических преобразователей энергии является актуальной задачей современной функциональной электроники. Необходимость миниатюризации диктуется в первую очередь соображениями снижения расхода термоэлектрического материала, являющегося наиболее дорогостоящей частью этих преобразователей. Кроме того, более ранние исследования, проведенные различными авторами на порошках, пленках и нитях термоэлектрических материалов [1 – 5] дают определенные основания полагать, что миниатюризация не только не ухудшит выходные характеристики термоэлектрических преобразователей энергии, но и несколько улучшит их по сравнению с характеристиками преобразователей на основе массивных монокристаллов.

Общеизвестно, что добротность ТЭМ зависит от концентрации носителей заряда, а, следовательно, и легирующих примесей [6]. Более того, для каждой температуры существует такая оптимальная концентрация носителей заряда, при которой добротность максимальна. Но при переходе от монокристаллов к тонким слоям становятся существенными эффекты, связанные с рассеянием носителей заряда и фононов на границах слоя. При этом изменяются кинетические коэффициенты ТЭМ, и, следовательно, могут меняться как величина максимума добротности, так и соответствующая ему оптимальная концентрация носителей заряда. Поэтому целью настоящей работы является оптимизация ТЭМ по концентрации носителей заряда в условиях влияния толщины слоя ТЭМ на его кинетические коэффициенты.

Способ оценки зависимости добротности тонких слоев ТЭМ от их толщины и концентрации носителей заряда

Учитывая, что рассеяние на границах слоя не влияет на термоЭДС, а электронная теплопроводность и электропроводность в случае независимости длины свободного пробега электрона от энергии зависят от толщины слоя через один и тот же множитель [7, 8], нетрудно получить следующее выражение для термоэлектрической добротности Z тонкого слоя относительно монокристалла Z_{mono} :

$$Z/Z_{mono} = \frac{1 + \kappa_{n,p(mono)}/\kappa_{l(mono)}}{Z_a^{-1} + \kappa_{n,p(mono)}/\kappa_{l(mono)}}. \quad (1)$$

В этой формуле

$$Z_a = \left\{ d_0 l_{n,p}^{-1} \ln[1 + l_{n,p} d_0^{-1}] \right\}^{-1} \left[\int_0^1 \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left(\frac{k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{||}(x)z} + \frac{2k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{\perp}(x)z} \right) dz dx \right]^{-1} \left\{ \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left(\frac{1}{Q_{||}(x)} + \frac{2}{Q_{\perp}(x)} \right) dx \right\}. \quad (2)$$

В формулах (1 – 2) введены следующие обозначения: $\kappa_{n,p(mono)}$ – электронная либо дырочная составляющие полной теплопроводности монокристалла, $\kappa_{l(mono)}$ – его решеточная составляющая, d_0 – толщина слоя, $l_{n,p}$ – длина свободного пробега электронов (дырок) в монокристалле, $k_{||}^* = (d_0 \gamma^2 \theta / \rho) (k_B T_D / \hbar v_{||})^4 (k_B T_D / \rho v_{||}^2)$, $\theta = T/T_D$, T – абсолютная температура, T_D – температура Дебая материала, γ , ρ и $v_{||}$ – соответственно параметр Грюнайзена, плотность и скорость звука в ТЭМ, k_B – постоянная Больцмана, прочие обозначения общеприняты. Индекс "||" означает, что соответствующий параметр берется в направлении, параллельном плоскости слоев ТЭМ. Частотные полиномы $Q_{||}(x)$ и $Q_{\perp}(x)$ соответственно имеют вид:

$$Q_{||}(x) = x^4 + \mu x, \quad (3)$$

$$Q_{\perp}(x) = (\mu + 3.125\theta^3)x. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) учтены как нормальные процессы, так и процессы переброса для продольной (l), и поперечной (t) фононных мод. Слагаемое μx отвечает за процессы переброса. Также учтено, что рассеяние фононов за счет нормальных процессов происходит по-разному для продольных и поперечных мод, что описывается соответственно другими слагаемыми в (3) и (4).

Соотношение (2) при учете (3) и (4) выведено с использованием подходов, развитых в работах [7, 8] для случаев сферических частиц и контактов между ними, однако эти

подходы модифицированы с учетом специфики геометрии рассеяния носителей заряда и фононов в тонком слое ТЭМ.

Итак, из соотношений (1 – 4) мы видим, что для расчета термоэлектрической добротности и эффективности тонких слоев предварительно необходимо, используя экспериментальные данные, разбить полную теплопроводность монокристалла на составляющую, обусловленную электронами (дырками) и решеточную составляющую. Также, исходя из экспериментальных данных о зависимостях электропроводности, термоЭДС и теплопроводности монокристалла от температуры и концентрации носителей заряда, необходимо определить температурные и концентрационные зависимости длины свободного пробега электронов (дырок) $l_{n,p}$, и параметра μ , отвечающего за рассеяние фононов, и, следовательно, за величину решеточной теплопроводности ТЭМ.

Определение микроскопических параметров ТЭМ на основе аппроксимации их кинетических коэффициентов

Для определения указанных микроскопических параметров используются аппроксимационные модели экспериментальных зависимостей кинетических коэффициентов ТЭМ, построенные, например, методом наименьших квадратов [9]. Определение микроскопических параметров ТЭМ на основе этих моделей осуществляется следующим образом.

Вначале в предположении независимости длины свободного пробега носителей заряда от энергии по зависящей от концентрации и температуры термоЭДС из уравнения [10]

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left[\frac{2F_1(\eta)}{F_0(\eta)} - \eta \right] \quad (5)$$

определяется приведенный химический потенциал $\eta = \zeta / k_B T$. После этого в предположении примесного характера проводимости из уравнения постоянства числа частиц [10]

$$n_0 = \frac{4(2\pi m_{n,p}^* k_B T)^{3/2}}{\sqrt{\pi} h^3} F_{1/2}(\eta) \quad (6)$$

по известной массе плотности состояний электронов (дырок) $m_{n,p}^*$, например, при температуре 300 К, определяется концентрация носителей заряда n_0 . Далее при каждой фиксированной концентрации n_0 определяется температурная зависимость эффективной массы плотности состояний $m_{n,p}^*$. Возможен также и другой способ, который реализуется при наличии данных по подвижности носителей заряда. Вначале по проводимости и подвижности определяется концентрация носителей заряда, а затем из уравнения (6) – эффективная масса плотности состояний.

После этого по экспериментальным температурной и концентрационной зависимостям электропроводности определяется зависимость длины свободного пробега

электронов (дырок) $l_{n,p}$ от температуры и концентрации носителей заряда. Для этого используется соотношение для случая независимой от энергии длины свободного пробега электронов (дырок) [4]:

$$\sigma_{mono} = \frac{4n_0 e^2 l_{n,p} F_0(\eta)}{\sqrt{2m_{e,h}^* k_B T F_{1/2}(\eta)}} \quad (7)$$

В формулах (5)–(7) $F_r(\eta)$ – интегралы Ферми соответствующих индексов, определяемые соотношением:

$$F_r(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^r dx}{\exp(x - \eta) + 1} \quad (8)$$

По поводу использования соотношения (6) для определения концентрации носителей необходимо отметить, что эффективная масса плотности состояний электронов (дырок) является функцией не только температуры, но и концентрации носителей заряда. Но в случае материалов для охладителей аргументом аппроксимационных моделей выступает не концентрация носителей заряда, а электропроводность при 300 К. Для этого случая сделано упрощающее предположение о том, что при 300 К эффективная масса не зависит от концентрации носителей заряда.

Зная η , можно, исходя из соотношения Видемана-Франца, определить составляющую теплопроводности кристалла, обусловленную свободными носителями заряда:

$$\kappa_{n,p(mono)} = L\sigma T \quad (9)$$

При этом число Лоренца равно:

$$L = \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \left[\frac{3F_2(\eta)}{F_0(\eta)} - \frac{4F_1^2(\eta)}{F_0^2(\eta)} \right] \quad (10)$$

Зная теплопроводность, обусловленную свободными носителями, а также экспериментальную теплопроводность ТЭМ, которая описывается соответствующей аппроксимационной моделью, нетрудно определить ее решеточную составляющую. Зная температурную и концентрационную зависимость решеточной составляющей теплопроводности ТЭМ, нетрудно по методике, развитой в [8] при учете соотношений, приведенных в [11], определить коэффициент μ полиномов (3), (4), характеризующих частотную зависимость вероятности рассеяния фононов друг на друге.

Результаты оптимизации материалов для охладителей

Расчет зависимостей добротности микрослоев от концентрации носителей заряда выполнялся для материалов n -типа проводимости $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3} + (0.09...0.03) \% CdCl_2$ и p -типа

$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3 + 4\% Te$, используемых для охлаждающих модулей. Применялись приведенные в [6, 9] усредненные экспериментальные зависимости кинетических коэффициентов α_{mono} , σ_{mono} , κ_{mono} , этих материалов от температуры и значений электропроводности при 300 К, пропорциональной концентрации носителей заряда. При расчетах использовались параметры фоновых спектров и эффективные массы плотности состояний электронов и дырок, приведенные в [12]. Расчеты проводились на основании соотношений (1) – (4) компьютерными методами в среде Mathcad-14. Полученные концентрационные зависимости добротности ZT тонких слоев для различных толщин и температур приведены на рис. 1 – 6.

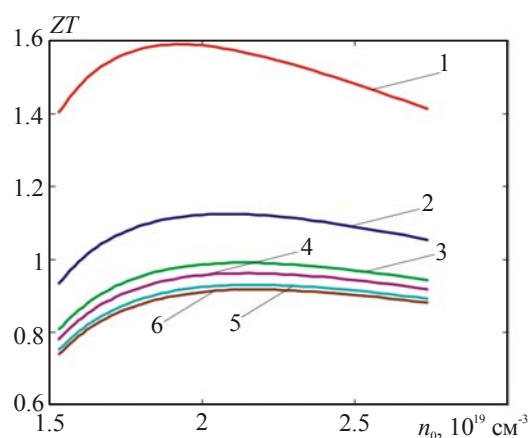


Рис. 1. Концентрационные зависимости добротности ZT тонких слоев ТЭМ n -типа проводимости $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ при температуре 300 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

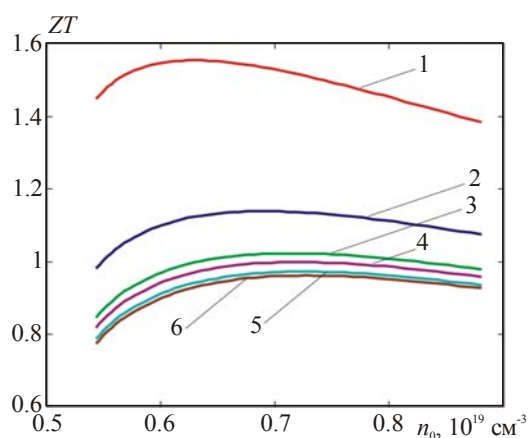


Рис. 2. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p -типа проводимости $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ при температуре 300 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

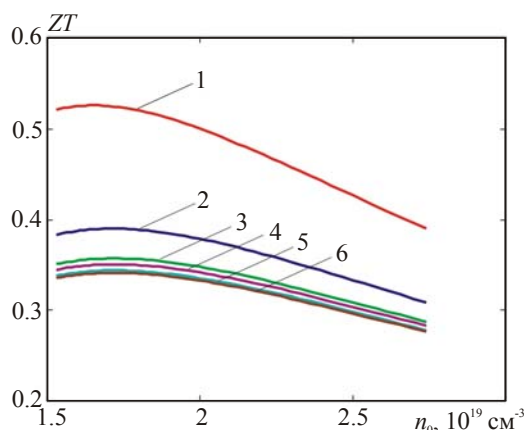


Рис. 3. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ n-типа проводимости $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ при температуре 150 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

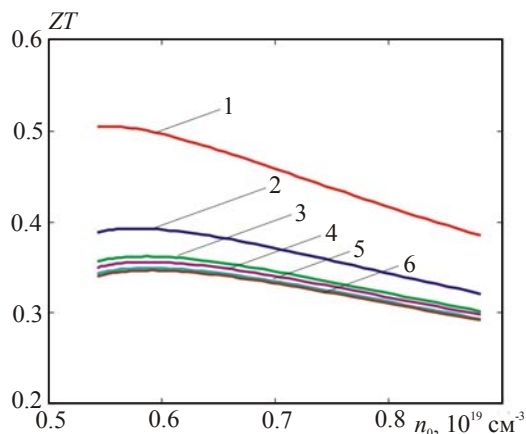


Рис. 4. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p-типа проводимости $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при температуре 150 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

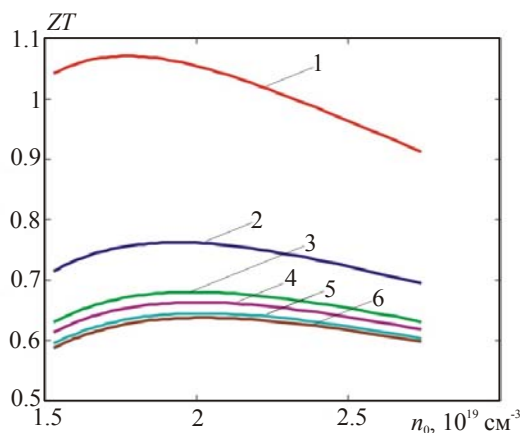


Рис. 5. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ n-типа проводимости $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ при температуре 225 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

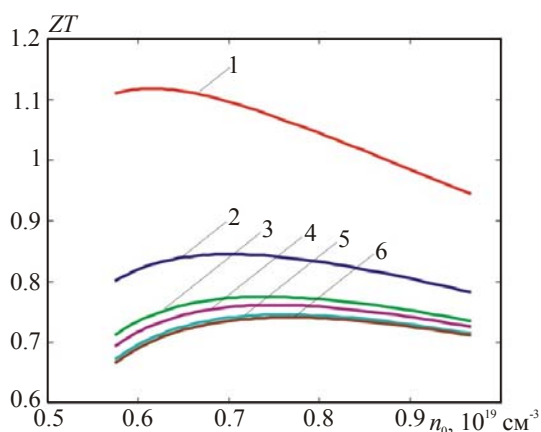


Рис. 6. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p -типа проводимости $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ при температуре 225 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

Из рисунков видно, что для рассмотренных материалов при всех температурах при переходе от монокристалла к тонким слоям ТЭМ получается выигрыш в добротности. Увеличение добротности объясняется влиянием размерных эффектов, связанных с сопоставимостью длин свободного пробега носителей заряда и фононов с толщинами слоев. Во всех случаях существует зависящая от толщины оптимальная концентрация носителей заряда, при которой достигается максимум термоэлектрической добротности. Однако, поскольку длины свободного пробега носителей заряда и фононов измеряются нанометрами, существенного выигрыша в термоэлектрической добротности при переходе от монокристалла к слоям толщиной 50 мкм не получается. Существенный выигрыш, а именно в 1.2 – 2 раза по сравнению с монокристаллом получается в диапазоне толщин 0.1 – 1 мкм. Тем не менее, полученные результаты означают, что переход от монокристалла к тонким слоям может быть осуществлен без ухудшения выходных параметров холодильников, и, следовательно, можно добиться существенной экономии ТЭМ. Для получения более существенного выигрыша в добротности необходим переход к еще более тонким, т.е., например, субмикронным, слоям, либо нанослоям. Однако обеспечение и сохранение выигрыша в добротности при столь тонких слоях ТЭМ возможно только с использованием специальной технологии создания контактов ТЭМ-металл, обеспечивающей возможно меньшие значения контактных сопротивлений.

Результаты оптимизации материалов для генераторов

Расчет зависимостей добротности микрослоев от концентрации носителей заряда выполнялся для материалов n -типа проводимости $(Bi_2Te_3)_{0.9}(Sb_2Te_3)_{0.05}(Sb_2Se_3)_{0.05}$ и p -типа $(Bi_2Te_3)_{0.25}(Sb_2Te_3)_{0.72}(Sb_2Se_3)_{0.03}$, которые используются для генераторных модулей. Применялись приведенные в [9] усредненные экспериментальные зависимости кинетических коэффициентов $\alpha_{моно}$, $\sigma_{моно}$, $\kappa_{моно}$ этих материалов от температуры и значений электропроводности при 300 К. При расчетах использовались параметры фоновых спектров и эффективные массы плотности

состояний электронов и дырок, приведенные в [10, 13]. Полученные концентрационные зависимости добротности ZT тонких слоев этих материалов для различных толщин и температур приведены на рис. 7 – 12.

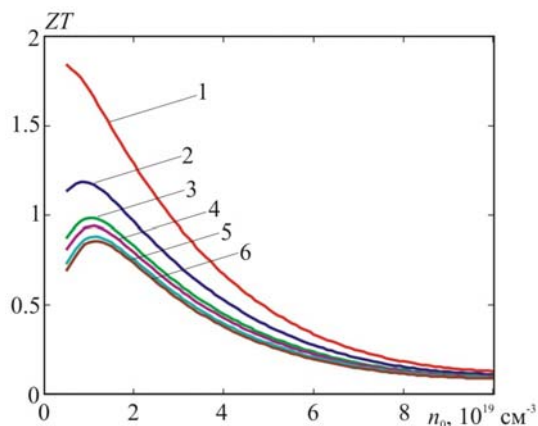


Рис. 7. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ n-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.9}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.05}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.05}$ при температуре 300 K и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

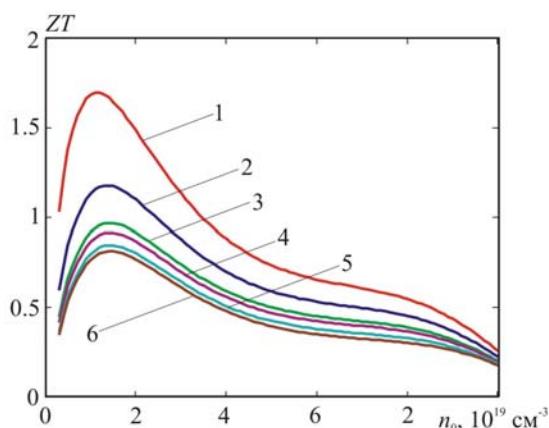


Рис. 8. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.25}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.72}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.03}$ при температуре 300 K и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

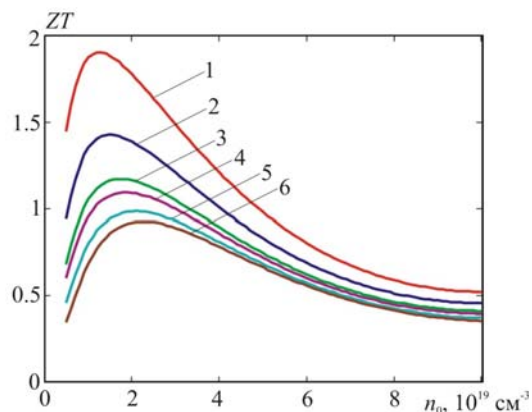


Рис. 9. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ n-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.9}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.05}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.05}$ при температуре 450 K и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

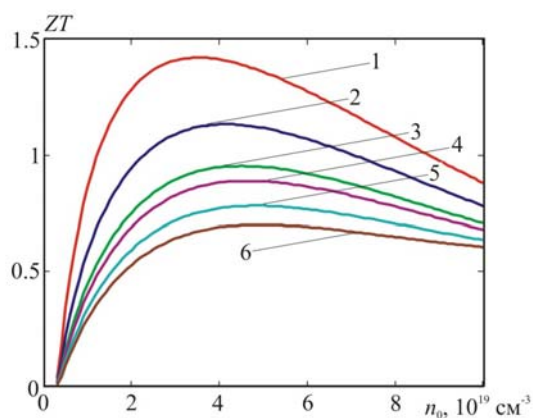


Рис. 10. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.25}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.72}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.03}$ при температуре 450 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

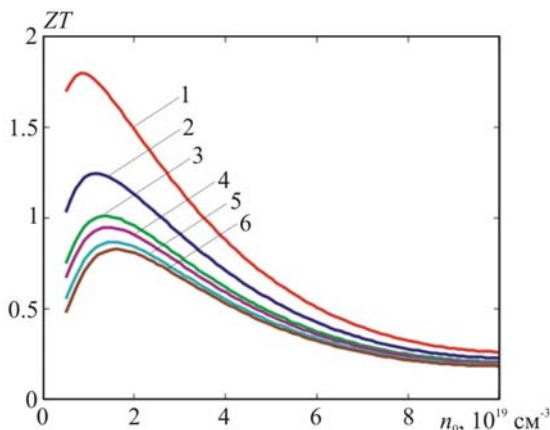


Рис. 11. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ n-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.9}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.05}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.05}$ при температуре 375 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

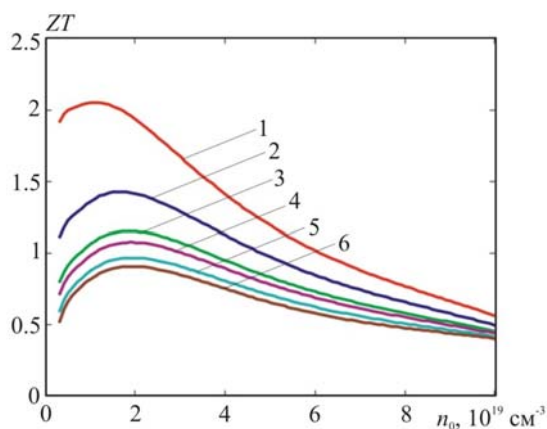


Рис. 12. Концентрационные зависимости ZT тонких слоев ТЭМ p-типа проводимости $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.25}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.72}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.03}$ при температуре 225 К и толщинах слоев, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – массивный кристалл.

Также как и в случае материалов для охладителей, при каждой толщине слоя ТЭМ существует оптимальная концентрация носителей заряда, при которой достигается максимум термоэлектрической добротности, причем в случае материалов для генераторов он выражен сильнее, чем в случае материалов для охладителей.

Существенный выигрыш в термоэлектрической добротности, а именно в 1.6 – 3.2 раза по сравнению с монокристаллом получается в диапазоне толщин 0.1 – 1 мкм. При толщинах 1 – 50 мкм выигрыш уменьшается, хотя составляет приблизительно 4 % по сравнению с монокристаллом.

В дополнительной оптимизации добротности материалов по концентрации легирующих примесей по сравнению с монокристаллом в диапазоне толщин 5 – 50 мкм нет необходимости. Некоторое изменение концентрации требуется лишь при толщинах 0.1 мкм. А именно, ее требуется уменьшить в 1.14 – 2.2 раза по сравнению с монокристаллом. Наиболее сильное изменение требуется для генераторных материалов *n*-типа.

Выводы

1. Влияние рассеяния фононов и носителей заряда на границах микроминиатюрных слоев ТЭМ на электропроводность и решеточную теплопроводность является наиболее существенным фактором, обеспечивающим сохранение термоэлектрической добротности при переходе от монокристалла к слоям толщиной от 50 мкм. Увеличения добротности можно ожидать при меньших толщинах слоев.
2. Использование тонких слоев ТЭМ вместо монокристаллов позволяет добиться существенной экономии ТЭМ без снижения выходных параметров и характеристик термоэлектрических холодильников и генераторов.
3. Более сильное снижение решеточной теплопроводности по сравнению с электропроводностью создает предпосылки для повышения добротности ТЭМ при переходе от массивных монокристаллов к микроминиатюрным слоям.
4. Наиболее сильный выигрыш в добротности, а именно в 1.7 раза для материалов для холодильников и в 3.15 раза для генераторных материалов достигается при толщине слоя 0.1 мкм.
5. При толщинах, превышающих 50 мкм, и температурах 150 – 300 К ожидаемое увеличение добротности рассмотренных материалов относительно соответствующих монокристаллов не превышает 4 %.

Литература

1. О влиянии туннелирования на эффективность термоэлектрических устройств. / Н.С. Лидоренко, В.А. Андрияко, Л.Д. Дудкин, [и.д.р.] // ДАН СССР. – 1969. – С. 1295.

2. Терехов А.Д. Структура дисперсной среды и эффективные значения коэффициентов тепло- и электропроводности. В кн.: «Термоэлектрические материалы и пленки. Материалы Всесоюзного Совещания по деформационным и размерным эффектам в термоэлектрических материалах и пленках, технологии и применению пленок» / А.Д. Терехов, Э.М. Шер. // –Л., 1976 – С. 211.
3. Влияние рассеяния на границах на теплопроводность наноструктурированного полупроводникового материала $Bi_xSb_{2-x}Te_3$ / Л.П. Булат, И.А. Драбкин, В.В. Каратаев, [и.д.р.] // ФТТ. – 2010. – Т.52. – С. 1712 – 1716.
4. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Sun X., Zhang Z., Kronin S.B., Koga T. // ФТТ. – 1999. – Т.41, вып.5. – С.755 – 758.
5. Анатычук Л.И. Влияние размерных эффектов на свойства термоэлектрических материалов. / Л.И. Анатычук, П.В. Горский, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2014, №1. – С. 5 – 13.
6. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. / Л.И. Анатычук // Справочник. – К.: Наукова думка. – 1976. – С. 726.
7. Горский П.В. Снижение решеточной теплопроводности термоэлектрического материала путем оптимизации формообразующего элемента. / П.В. Горский, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2013, №1. – С. 19 – 27.
8. Горский П.В. Электропроводность контактирующих частиц термоэлектрического материала. / П.В. Горский, В.П. Михальченко // Термоэлектричество. – 2013, №2. – С. 12 – 18.
9. Анатычук Л.И. Функционально-градиентные термоэлектрические материалы./ Л.И. Анатычук, Л.Н. Вихор // – Институт термоэлектричества: Киев – Черновцы – 2012. – С. 180.
10. Гольцман Б.М. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 ./ Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов // – М: Наука, 1972. – С. 320.
11. Klemens P.G. Lattice thermal conductivity. – In book: Solid State Physics. Advances in Research and Applications. Vol.7, pp. 1 – 98. Academic Press. Inc. Publishers, New York – 1958, 526 p.
12. Da Silva L.W., Kaviany M. Micro-thermoelectric cooler: interfacial effect on thermal and electrical transport. // Int.Journ. of heat and mass transfer. – 2004. –Vol.478. – P. 2417 – 2435.
13. CRC Handbook of Thermoelectrics, edited by D.M. Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.

Поступила в редакцию 07.10.2015.