

---

## КВАЗИЛОКАЛЬНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ НА ОСНОВЕ $Bi_2Te_3$

Житинская М.К.<sup>1</sup>, Исполлов Ю.Г.<sup>1</sup>, Немов С.А.<sup>1</sup>, Мухтарова А.А.<sup>1</sup>, Свечникова Т.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет, ул. Политехническая, 29,  
Санкт-Петербург, 195251, Россия;

<sup>2</sup>Институт металлургии им. Байкова Российской Академии наук,  
Ленинский просп., 49, Россия, 119991, Москва)

---

- Параметр термоэлектрической эффективности ( $TЭ$ ) при прочих равных условиях выше в однородных кристаллах. Мы рассматриваем возможность повышения степени однородности кристаллов путем введения нестандартной легирующей примеси для соединений  $A^5B^6$  – примеси олова. В  $Bi_2Te_3$  легирование атомами Sn приводит к появлению квазилокальных примесных состояний на фоне разрешенного энергетического спектра и расположенных вблизи потолка валентной зоны дополнительного экстремума. Большая плотность этих состояний приводит к стабилизации химического потенциала и к увеличению электрической однородности кристаллов. В настоящей работе изучено влияние изовалентного замещения атомов в подрешетке  $Bi$  или  $Te$  в монокристаллах  $Bi_2Te_3:Sn$ . Измерены основные транспортные коэффициенты: теплопроводности, электропроводности, Холла, Зеебека и Нернста-Эттингсгаузена. Все кристаллы выращены методом Чохральского. В зависимости от состава образцы имели и  $n$ - и  $p$ -тип проводимости. Найдено, что при замене атомов  $Bi$  на  $Sb$  и  $Te$  на  $Se$  в кристаллах  $Bi_2Te_3:Sn$  сохраняется образование квазилокальных состояний олова в валентной зоне. Кроме того, на всех кристаллах с оловом было найдено более однородное распределение концентрации носителей тока. На образцах  $n$ -типа было получено повышенное значение параметра  $TЭ$ : в максимуме  $Z = 3.3 \cdot 10^{-3} K^{-1}$  при 340–370 К. Сделано предположение, что квазилокальные состояния, расположенные в валентной зоне взаимодействуют с основными электронными состояниями и оказывают существенное влияние и на свойства электронного  $Bi_2Te_{2.85}Se_{0.15}$ .

### Введение

Традиционное применение твердых растворов на основе  $Bi_2Te_3$  в термоэлектрических преобразователях обуславливает поиск методов улучшения их свойств. Для получения материалов с высокими термоэлектрическими свойствами применяется легирование этих материалов различными примесями. Однако добавление примесей обычно приводит к существенному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, которое связано со статистическим характером пространственного распределения примесей.

Согласно [1-3] было установлено, что при введении примеси  $Sn$  в  $Bi_2Te_3$  квазилокальные состояния возникают внутри валентной зоны вблизи вершины дополнительного экстремума. Квазилокальные состояния приводят к закреплению уровня Ферми. Поскольку термоЭДС чувствительна к изменению уровня Ферми, квазилокальные состояния приводят к ее стабилизации и улучшению однородности, что подтверждено исследованиями распределения коэффициента Зеебека на поверхности кристаллов с помощью сканирующего микронзонда [3] и микрорентгеноструктурного анализа [4]. Это особенно важно для кристаллов тригональной системы  $A^VB^{VI}$  с ярко выраженной анизотропией. В реальных условиях выращивания даже лучшие монокристаллы данного соединения содержат большое количество неоднородностей. Известно, что в однородных кристаллах термоэлектрическая добротность выше. Следовательно,

могут быть рассмотрены различные возможности для получения материала с высокой однородностью. Одна из них – применение метода Чохральского [5]. Другой путь состоит в применении легирующих примесей ( $Sn$ ), создающих квазилокальные состояния в соединении. В нашем исследовании мы использовали оба подхода.

Нами исследовано влияние добавления атомов  $Sn$  на термоэлектрические свойства  $Bi_2Te_3$  при замещении части атомов в подрешетках  $Bi$  или  $Te$ .

## 1. Эксперимент

Постоянные Нернста-Эттингсгаузена  $Q_{ikl}$  и основные кинетические коэффициенты: электропроводности  $\sigma_{ii}$ , термоЭДС  $S_{ii}$ , Холла  $R_{ikl}$  измерены на легированных  $Sn$  монокристаллах  $Bi_2Te_3$ ,  $Bi_{1.99}Sb_{0.01}Te_3$  и  $Bi_2Te_{3-x}Se_x$  ( $x = 0.06; 0.12$ ) в температурном диапазоне от 77 до 420 К. Все монокристаллы выращены методом Чохральского с подпиткой жидкой фазой из плавающего тигля [5]. Монокристаллы выращены в направлении  $[1010]$  перпендикулярно основной кристаллографической оси  $c$ . Плотность носителей определена из выражения  $n, p = [q \cdot R_{321}(77\text{ К})]^{-1}$ .

Пространственное распределение термоЭДС по поверхности монокристаллов  $Bi_2Te_{3-x}Se_x:Sn$  исследовано микронзондовым методом, описанным в [6].

## 2. Результаты

### 2.1. Влияние резонансных состояний на концентрацию свободных дырок

Легирование кристаллов  $Bi_2Te_3$  оловом сопровождается образованием зоны резонансных состояний на фоне разрешенного спектра состояний валентной зоны. Резонансные состояния приводят к закреплению уровня Ферми.

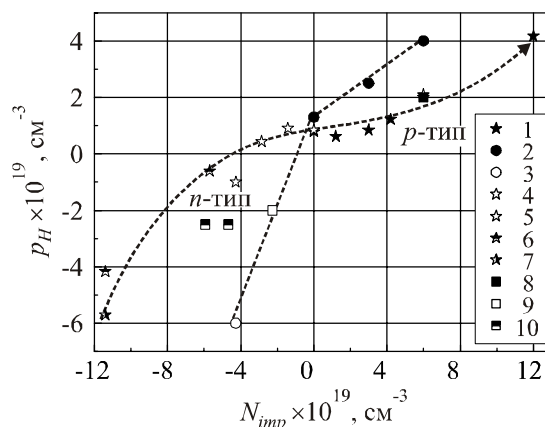


Рис. 1. Зависимость концентрации дырок ( $p_H$ ) от концентрации примесей ( $N_{imp}$ )  $Bi_2Te_3$  (1 – 7) и  $Bi_2Te_{3-y}Se_y$  (8 – 10): только  $Sn$  (1, 8); без  $Sn$ , только акцепторная  $Bi$ ,  $Pb$  (2) или донорная  $I$  (3, 9) примесь; и совместное легирование  $Sn$  и акцепторной (4) или донорной (5 – 7, 10) примесью.

На рис. 1 показана зависимость концентрации дырок  $p-Bi_2Te_3$  от количества введенной примеси  $Sn$  ( $N_{imp}$ ). Кроме того, представлены данные о совместном легировании  $Bi_2Te_3$   $Sn$  и дополнительными примесями  $Cl$ ,  $Pb$  и  $J$ . Наблюдается очень слабое изменение концентрации дырок: от  $2 \cdot 10^{18}$  до  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при содержании олова в  $N_{imp} = (1.2 \div 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому мы можем говорить о «мягкой» стабилизации химического потенциала. Все монокристаллы  $n$ - и  $p$ -типа, легированные  $Sn$ , демонстрируют рост электрической однородности по сравнению с нелегированным  $Bi_2Te_3$ .

## 2.2. Картина распределения термоЭДС по поверхности монокристалла и однородность образца

Пространственное распределение термоЭДС по поверхности монокристаллов исследовано при помощи микрозонда.

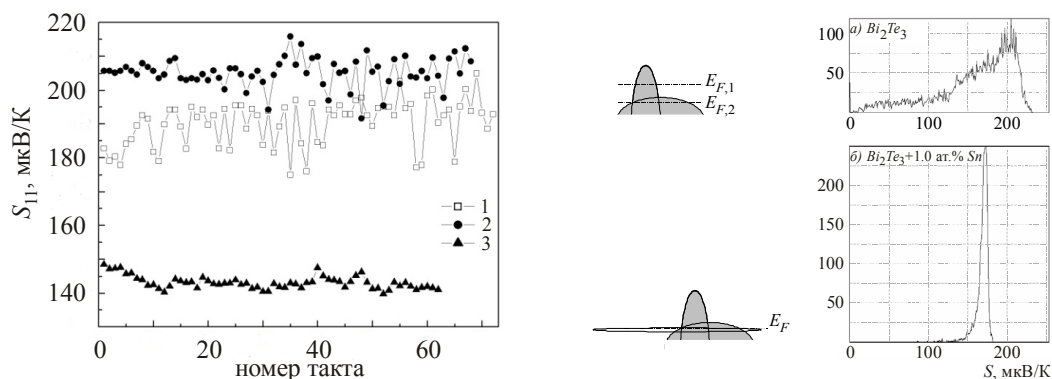


Рис. 2. Слева – коэффициент Зеебека  $S_{11}$ , измеренный по поверхности образцов: 1 –  $Bi_{1.9}Sb_{0.1}Te_3$ , 2 –  $(Bi_{1.9}Sb_{0.1})_{0.998}Sn_{0.002}Te_3$  и 3 –  $(Bi_{1.9}Sb_{0.1})_{0.99}Sn_{0.01}Te_3$ ; справа – статистические флуктуации коэффициента Зеебека по поверхности образцов: сверху –  $Bi_2Te_3$ , внизу –  $Bi_2Te_3:Sn$ .

В то время как нелегированные кристаллы демонстрируют обычные статистические флуктуации коэффициента Зеебека, статистические флуктуации уменьшаются на образце, материал которого содержит 1 ат% Sn. Соответствующее число точек измерения данного значения коэффициента Зеебека, содержащееся в картах, представлено на рис. 2. Эти распределения становятся более сфокусированными при включении Sn.

## 2.3. Температурные зависимости $R(T)$ и $S(T)$ в образцах p-типа

Резонансные состояния в валентной зоне  $Bi_2Te_3$  приводят к резкому изменению температурных зависимостей коэффициентов переноса  $\sigma_{11}$ ,  $R_{321}$ ,  $S_{11}$  в этих кристаллах, аналогично тому, как сообщалось для  $Bi_2Te_3$ . Температурные зависимости  $R(T)$  образцов, содержащих Sn, изменяются от возрастающей картины с максимумом, типичным для  $Bi_2Te_3$  и  $Bi_2Te_{3-x}Se_x$ , до сильно убывающей кривой (рис. 3). Коэффициент Зеебека оловосодержащих образцов несколько больше в температурном диапазоне при  $T = 200$  К и при  $T = 380$  К, и их зависимость становится более полой с температурой (рис. 4).

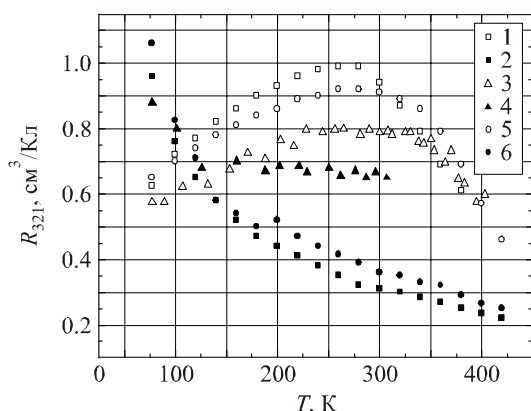


Рис. 3.  $R_{321} = f(T)$  для  $Bi_2Te_3$  p-типа (1), легированного Sn (2), при замещении Sb  $\rightarrow$  Bi (3, 4) и при замещении Se  $\rightarrow$  Te (5, 6); светлый символ – без Sn, темный символ – легированный Sn.

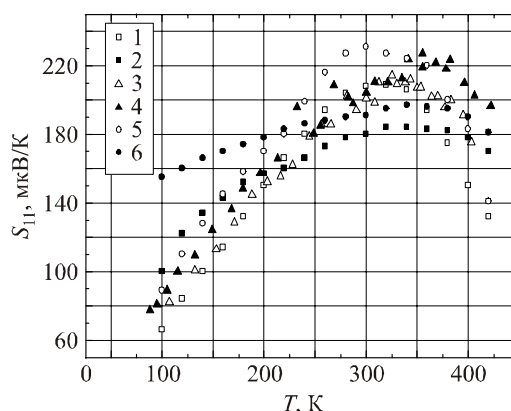


Рис. 4.  $S_{ij} = f(T)$  для  $Bi_2Te_3$  p-типа (1), легированного Sn (2), при замещении Sb  $\rightarrow$  Bi (3, 4) и при замещении Se  $\rightarrow$  Te (5, 6); светлый символ – без Sn, темный символ – легированный Sn.

## 2.4. Электропроводность $\sigma$ (подвижность дырок) и коэффициент Нернста-Эттингсгаузена $Q_e/k_0$ (p-тип)

Мы наблюдали значительный спад электропроводности  $\sigma$  (подвижности дырок) и подвижности Нернста.

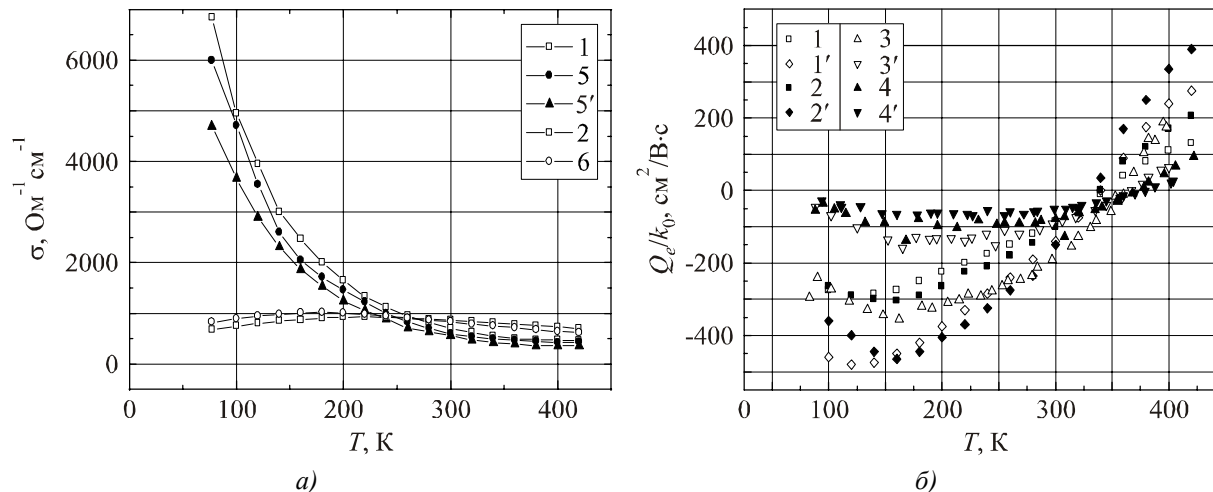


Рис. 5.  $\sigma_{11} = f(T)$  (а),  $Q_e/k_0 = f(T)$  (б) для  $Bi_2Te_3$  p-типа (1), легированного Sn (2), при замещении Sb  $\rightarrow$  Bi (3, 4) и при замещении Se  $\rightarrow$  Te (5, 6); светлый символ – без Sn, темный символ – легированный Sn.

## 2.5. n-тип. $Bi_2Te_{3-x}Se_x$ ( $x = 0.06; 0.12$ )

Легирование оловом не изменяет характера температурных зависимостей коэффициентов переноса  $\sigma_{11}$ ,  $R_{321}$ ,  $S_{11}$  в кристаллах n-типа, за исключением сильного снижения подвижности Нернста и ее анизотропии.

## 3. Обсуждение и компьютерное моделирование

Чтобы решить проблему влияния резонансных состояний на концентрацию носителей (дырок), связанную с группой дефектов кристаллов в соединениях  $A^V B^{VI}$ , мы использовали тот же метод, что и для твердого раствора на основе  $PbTe$  [7].

Химический потенциал дырок  $\mu$ , измеренный от вершины валентной зоны, можно найти из условия минимума термодинамического потенциала:

$$\Phi = H_v n_v - kT n_v (\ln N / n_v + 1) + \Phi_e, \quad (1)$$

где  $n_v$  – концентрация вакансий,  $N$  – концентрация узлов в металлической подрешетке, а  $H_v$  – энтальпия образования одной вакансии, связанная с переносом двух электронов от дна зоны проводимости к этой вакансии.

Термодинамический потенциал электронов  $\Phi_e$ , дифференцированный по общей плотности электронов  $n_e$  (т.е., при плотности электронов в зоне проводимости, валентной зоне и примесных центрах) дает химический потенциал  $\mu$ . Поскольку каждая металлическая вакансия поглощает два электрона, отсюда следует, что

$$\partial n_e / \partial n_v = 2, \text{ что дает } \partial \Phi_e / \partial n_v = 2\mu. \quad (2)$$

Дифференцируя уравнение (1) по  $n_v$  и приравнявая производную к нулю, получим уравнение для  $\mu$ , решение которого можно представить в виде

$$\mu^* = H_v^* / 2 + 1/2 \cdot \ln(n_v / N). \quad (3)$$

Мы допустили, как отмечено в [8], что концентрацию свободных носителей (дырок) можно оценить как  $[h^{\cdot}] = [Bi^{\cdot}_{Te}] - 2[V^{\cdot}_{Te}]$ . Концентрация свободных носителей заряда в нелегированном теллуриде висмута может быть выражена с помощью следующего отношения:

$$[h^{\cdot}] = N_{AS} - N_V = k_1 [Bi_{Bi}] / 2 \exp(-E_{AS} / k_B T_m) - 2 [Te_{Te}] \exp(-E_V / k_B T_m), \quad (4)$$

где  $k_1 \sim 1.2$  – статистический параметр, относящийся к описанию образования одного антиструктурного дефекта в  $Bi_2Te_3$ .  $E_{AS}$  и  $E_V$  означают энергию образования антиструктурных дефектов.  $V^{\cdot}_{Te}$  – вакансии в подрешетке теллура,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T_m$  – точка плавления,  $[Bi_{Bi}]$  – число атомов  $Bi$  на  $1 \text{ м}^3$ ,  $[Te_{Te}]$  – число атомов  $Te$  на  $1 \text{ м}^3$ ,  $N_{AS}$  – концентрация антиструктурных дефектов,  $N_V$  – концентрация вакансий  $Te$ .

Уравнение электронейтральности имеет вид

$$N_{Sn} - n_{Sn} + [Bi^{\cdot}_{Te}] - 2[V^{\cdot}_{Te}] = p + n, \quad (5)$$

где  $N_{Sn}$  – концентрация примесных атомов  $Sn$ ,  $n_{Sn}$  – плотность электронов на примесных уровнях,  $p$  и  $n$  – плотности дырок и электронов, соответственно.

Если предположить, что примесная зона имеет два состояния на атом, отсюда следует, что

$$n_{Sn} = 2N_{Sn} / [1 + \exp(\varepsilon_i^* - \mu^*)],$$

где  $\varepsilon_i^*$  – положение примесного уровня относительно вершины валентной зоны.

Если плотности свободных носителей выразить через интегралы Ферми  $F_{1/2}$ , находим

$$N_c F_{1/2}(\mu^*) - N_v F_{1/2}(\mu^* - \varepsilon_g) = N'_{Sn} + [N_{imp}], \quad (6)$$

где  $N_c, N_v$  – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне;

$$N'_{Sn} = N_{Sn} [1 - \exp(\varepsilon_i^* - \mu^*)] / [1 + \exp(\varepsilon_i^* - \mu^*)],$$

$\varepsilon_g$  – ширина запрещенной энергетической зоны между зоной проводимости и валентной зоной,

$$N_{imp} = N''_{Sn} + E_{AS} - E_V,$$

$N''_{Sn}$  – часть атомов  $Sn$ , помещенных в положения  $Te^{\text{II}}$ , где они отдают дырки и не создают резонансных уровней.

Численно мы решили уравнение для равновесной концентрации вакансий и антиструктурных дефектов при температуре расплава  $T_m$  за счет минимизации термодинамического потенциала. Затем, мы решили уравнение электронейтральности (6) для  $(n-p)$  при температуре измерения, считая, что количество вакансий и антиструктурных дефектов не зависит от температуры.

Уравнение электронейтральности (6) было решено численно при следующих допущениях:

$$e_i = 0.015 \text{ эВ}; N_{Sn} = [0, 2.4] \cdot 10^{19}; e_{g0} = 0.2 \text{ эВ}; \alpha = -1.5 \cdot 10^{-5}; k = 0.86 \cdot 10^{-4}$$

Примесный уровень расположен в валентной зоне:

$$e_g^* = (e_{g0} + \alpha \cdot T) / (k_0 \cdot T); e_c = 0.02 \text{ эВ}; m_{dn1}^* = 0.35; m_{dn2}^* = 1; m_{dn} = 0.8; m_{dp} = 0.66$$

Результаты компьютерных расчетов зависимости  $(n-p)$  от  $N_{imp}$  представлены на рис. 8.

Мы видим действие резонансного уровня  $\varepsilon_i^*$  на концентрацию дырок и электронов, которое связано с положением примесного уровня относительно вершины валентной зоны и уровня Ферми.

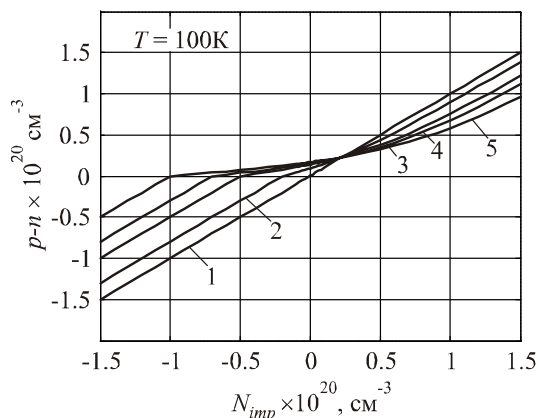


Рис. 7. Зависимость разности  $p-n = f(N_{imp})$  от концентрации примеси ( $N_{imp}$ ) при различных величинах  $N_{Sn}$  (1 – 5):  $(0, 1.2, 3, 4.2, 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

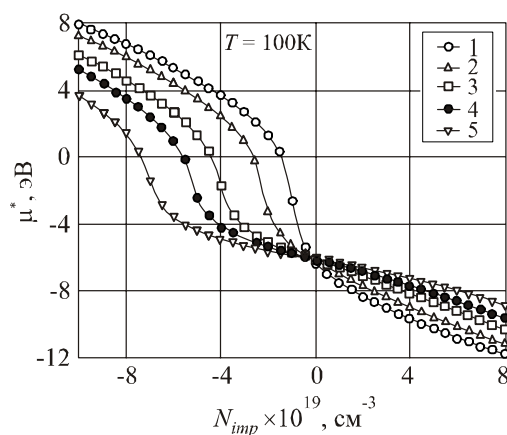


Рис. 8. Зависимости уровня Ферми ( $\mu^*$ ) от концентрации примеси ( $N_{imp}: N_A, N_D$ ). Номера кривых для различных величин  $N_{Sn}$  (1 – 5):  $(0, 1.2, 3, 4.2, 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Положение уровня примеси  $Sn \epsilon_i = 0.02 \text{ эВ}$  относительно вершины валентной зоны.

Можно наблюдать различное воздействие резонансного уровня  $\epsilon_i^*$  на уровень Ферми для  $p$ - и  $n$ -типа, когда он расположен в валентной зоне. На зависимости уровня Ферми от концентрации акцепторов  $N_A$  имеется мягкий начальный спад с ростом числа атомов  $Sn$ . Это означает, что уровень Ферми меньше зависит от  $N_A$ , введенной в образцы. Характер зависимости уровня Ферми от концентрации доноров  $N_D$  такой же, как при легировании обычной акцепторной примесью.

Из рис. 9 а видно, что зависимости  $S$  от концентрации примесей изменяются при легировании атомами  $Sn$ . Они становятся более пологими для образцов  $n$ - и  $p$ -типа в диапазоне концентрации, обычно используемой в термоэлектрических устройствах, как раз при  $N_{imp} = (0.8 \div 3) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Нами использованы как свои экспериментальные данные, так и результаты компьютерного моделирования для числовой оценки концентрации плотности электронов на распределении коэффициента Зеебека  $n$ -типа. Применена формула из [9]:

$$\Lambda_{эфф} = \Lambda(\langle n \rangle) \left[ 1 + g \frac{\langle (\delta n)^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} \right]$$

где  $\Lambda = S$ ,  $g$  – показатель степени в зависимости  $S$  от концентрации электронов (дырок):  $S \sim n^g$ .  $g = 0.4$  для образцов без  $Sn$ , а  $g = 0.25$  для образцов, легированных  $Sn$ . Параметр  $g$  для

различных твердых растворов был найден нами экспериментально и путем расчетов. Мы получили следующие значения для  $p$ -типа:  $\Delta N/N \approx 15\%$ ,  $\Delta S/S \approx 5\%$  для образцов без Sn и  $\Delta N/N \approx 6\%$  и  $\Delta S/S \approx 2\%$ .

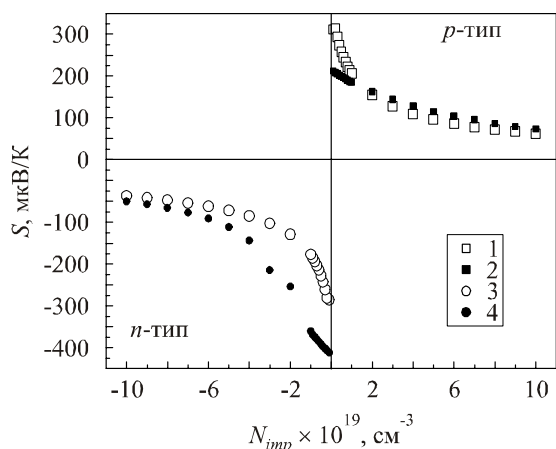


Рис. 9 а. Численные расчеты  $S = f(N_{imp})$  показаны в различной шкале ( $+ N_{imp} = N_{acc}$ ;  $- N_{imp} = N_d$ ):  
 1, 2 –  $p$ -тип; 3, 4 –  $n$ -тип. 1, 3 – без Sn;  
 2, 4 –  $N_{Sn} = 2, 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

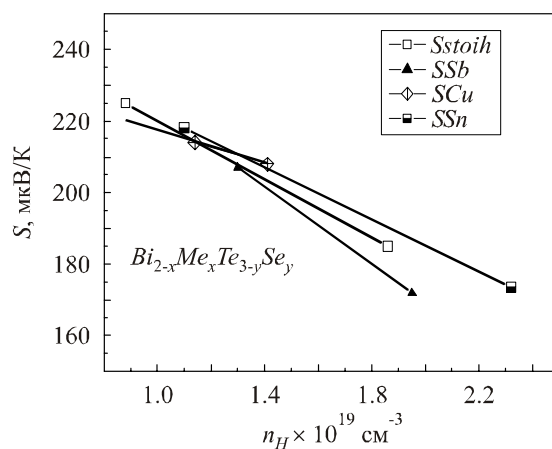


Рис. 9 б. Экспериментальная зависимость коэффициента Зеебека  $S$  от концентрации электронов  $n$ .

Результаты компьютерных расчетов  $S_{11}$  и  $R_{321}$  в зависимости от температуры представлены на рис. 10, 11.

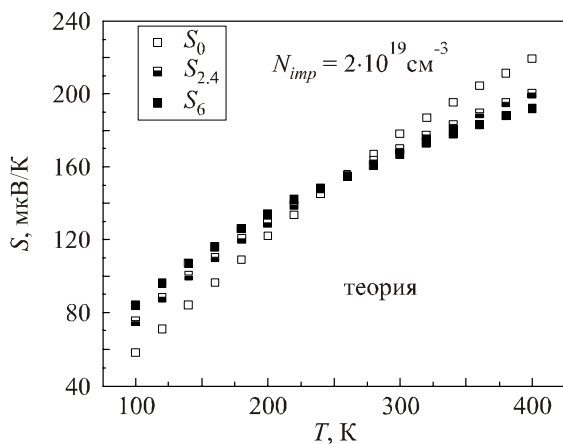


Рис. 10. Температурные зависимости коэффициента Зеебека  $S_{11}$  для образцов легированных Sn являются более пологими, чем для нелегированных образцов.

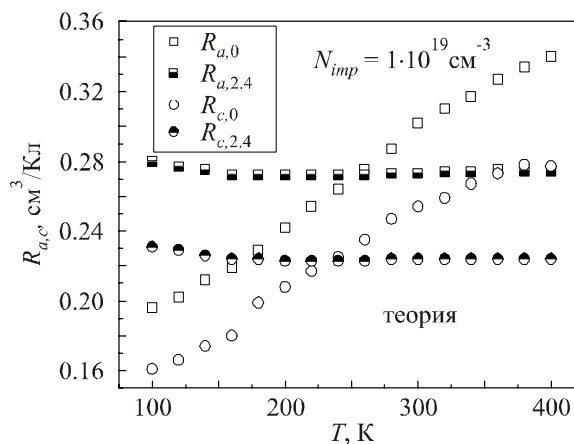


Рис. 11. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_{321}$  изменяются от «традиционных» для нелегированного твердого раствора до резко снижающихся с повышением температуры для образцов, легированных Sn.

Компьютерное моделирование коэффициентов Зеебека и Холла для твердого раствора  $p$ -типа показывает изменения температурных зависимостей. Они подтверждают сильное влияние резонансных состояний на  $S(T)$  и  $R(T)$  для  $p$ -типа.

Итак, наши расчеты подтверждают концепцию влияния состояний Sn, расположенных на фоне разрешенного спектра валентной зоны для твердого раствора  $p$ -типа. Но рост однородности кристаллов  $n$ -типа, легированных Sn, имеет другое объяснение. При помощи рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [10] было показано, что атомы Sn, включенные

в решетку  $Bi_2Te_{2.85}Se_{0.15}$ , взаимодействуют с атомами  $Bi$  и  $Te$ . Они перераспределяют плотности электронных состояний в валентной зоне, они изменяют энергии связи и химические сдвиги внутренних уровней. Эта особенность энергетического спектра оказывает влияние на объемное распределение легирующих дефектов. Их количество уменьшается, что приводит к высокой электрической однородности.

## Выводы

Результаты, полученные в данной работе о влиянии примеси  $Sn$  на электрическую однородность монокристаллов  $Bi_2Te_3$  и  $Bi_2Te_{3-y}Se_y$ , свидетельствуют в пользу значительного влияния примесных состояний  $Sn$ , расположенных в валентной зоне, на термоэлектрические свойства кристаллов  $p$ - и  $n$ -типа.

Атомы  $Sn$ , введенные в решетку  $Bi_2Te_{2.85}Se_{0.15}$ , перераспределяют плотность электронных состояний в валентной зоне, изменяют энергии связи и химические сдвиги внутренних уровней. Эта особенность энергетического спектра оказывает влияние на объемное распределение легирующих дефектов. Их количество уменьшается, что приводит к высокой электрической однородности как  $p$ -типа, так и  $n$ -типа.

Термоэлектрические параметры кристаллов  $n$ -типа улучшены и достигают значения

$$Z = 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

Составленная компьютерная программа и численные результаты, полученные в данной работе, дают возможность получить количественную оценку влияния различных примесных атомов на концентрацию дырок и электронов. Расчеты подтверждают правильность физической модели, выбранной для рассмотрения в данной работе. Численные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

## Литература

1. V.A. Kulbachinskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W.X. Gao, K. Takase, Y. Giman, J. Horak and P. Lostak, *Phys. Rev. B* 50, 16921 (1994).
2. Житинская М.К. Особенности легирования  $Bi_2Te_3$  примесью  $Sn$  / М.К. Житинская, С.А. Немов, Т.Е. Свечникова // Физика твердого тела. – 1998. – 40. – 1428.
3. Влияние резонансных состояний  $Sn$  на электрическую однородность монокристаллов  $Bi_2Te_3$  / М.К. Житинская, С.А. Немов, Т.Е. Свечникова [и др.] // ФТП. – 34. – С. 1363.
4. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия и рентгеновский микроанализ монокристаллов на основе теллурида ви смута / И.В. Гасенкова, А. Чубаренко, Е.А. Тявловская [и др.] // ФТП. – 2003. – 37 (6). – С. 661.
5. Свечникова Т.Е. Легирование твердого раствора  $Bi_2Te_{2.85}Se_{0.15}$  германием / Т.Е. Свечникова, С.Н. Чижевская, Н.М. Максимова // Неорганические материалы. – 1994. – 30, С. 161.
6. D. Platzek, G. Karpinski, C. Drasar, E. Miller Seebeck Scanning Microprobe for Thermoelectric FGM Conf. on Thermoelectrics (ICT2003), La GrandeMotte, France, IEEE, Piscataway 2004, p. 528 – 531.
7. Самокомпенсация электроактивных примесей собственными дефектами в твердых растворах  $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$  / С.А. Немов, Ю.И. Равич, М.К. Житинская [и др.] // ФТП. – 1992. – 26 (8). – С. 839.
8. Karamazov S., Lostak P., Horak J., and Kuzel R., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 148, 229(1995).
9. Житинская М.К. Влияние флуктуации концентрации носителей тока на величины измеряемых кинетических коэффициентов / М.К. Житинская // Известия вузов. Физика. – 1985. – 4.
10. Перераспределение электронной плотности в  $Bi_2Te_3$ , легированном  $Sn$  / И.В. Гасенкова, М.К. Житинская, С.А. Немов [и др.] // Физика твердого тела. – 1999. – 41 (11). – С. 1805.

Поступила в редакцию 10.05.2011.