

УДК 548.536.537226.4

РАСЧЁТ АНИЗОТРОПИИ И ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ СОЕДИНЕНИЙ A⁴B⁶

¹Алтухов В.И., ¹Дядюк М.Н., ²Казаров Б.А., ¹Хариш Н.П., ¹Чебоксаров А.Б.

¹Филиал ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский федеральный университет», Пятигорск;

²Кавминводский институт (филиал) ФГБОУ ВПО «Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М.И. Платова», Георгиевск, e-mail: kazarovbenjamin@mail.ru

В работе рассмотрено аномальное температурное поведение проводимости *GeTe* и *SnTe*, которое экспериментально довольно хорошо изучено и является весьма распространенным методом определения температуры структурного фазового перехода T_c [7, 10–12]. С учётом реального многодолинного электронного спектра соединений A⁴B⁶ рассчитана обнаруженная в низкотемпературных α - и γ -фазах монокристаллов *GeTe* анизотропия удельного электросопротивления $\rho_{\alpha\beta}(T)$. Показано, что анизотропия $\rho_{\alpha\beta}(T)$ связана с междолинным расщеплением электронного спектра, а поведение проводимости *SnTe* вблизи T_c существенно определяется аномальным рассеянием носителей на оптических и акустических фононах. Рассеяние электронов на мягких ТО-фононах является формирующим каналом рассеяния при температурах, близких к T_c . Показано, что аномальное вблизи T_c поведение электрического сопротивления может иметь вид излома, острого пика (*SnTe*) или вид плавного, но симметричного максимума при $T = T_c$ (как в *GeTe*). Предложена и реализована схема последовательного определения параметров теории. Получены значения эффективной массы носителей и приведённого химического потенциала для разных концентраций носителей, рассчитаны зависимости подвижности и проводимости для *GeTe* от концентрации носителей при различных температурах. Для *GeTe* рассчитан коэффициент анизотропии в широкой области температур.

Ключевые слова: анизотропия, междолинное расщепление, сегнетоэлектрики-полупроводники, аномальное сопротивление, интеграл Ферми, мягкая мода

CALCULATION OF THE ANISOTROPY AND FEATURES OF THE TEMPERATURE BEHAVIOR OF THE ELECTRIC CONDUCTIVITY OF COMPOUNDS A⁴B⁶

¹Altukhov V.I., ¹Dyaduk M.N., ²Kazarov B.A., ¹Harish N.P., ¹Cheboksarov A.B.

¹Branch «North Caucasian Federal University», Pyatigorsk;

²Kavminvodsky Institute (branch) «South-Russian State Technical University (NPI) of M.I. Platov», Georgiyevsk, e-mail: kazarovbenjamin@mail.ru

The paper considers the anomalous temperature behavior of the conductivity of the *GeTe* and *SnTe*, which is experimentally quite well studied and is a very common method of determining the temperature of the structural phase transition T_c [7, 10–12]. Taking into account the real multivalley electronic spectrum of compounds A⁴B⁶ calculated detected in the low-temperature α - and γ - the phases of *GeTe* crystals anisotropy of resistivity is $\rho_{\alpha\beta}(T)$. It is shown that the anisotropy is $\rho_{\alpha\beta}(T)$ associated with the intervalley splitting of the electron spectrum, and the behavior of the conductivity *SnTe* near T_c is substantially determined by the anomalous scattering media by optical and acoustic phonons. Electron scattering by a soft-phonon States is forming a channel scattering at temperatures close to T_c . It is shown that anomalous near T_c the behavior of the electrical resistance can be in the form of a break, a sharp peak (*SnTe*) or look smooth, but the symmetric maximum at $T = T_c$ (as in *GeTe*). Proposed and implemented sequential determination of parameters of the theory. The obtained values of the effective mass of the carriers and chemical potential for different concentrations of carriers, calculated according to the mobility and conductivity for the *GeTe* from the carrier concentration at different temperatures. For *GeTe* calculated the coefficient of anisotropy in a wide range of temperatures.

Keywords: anisotropy, intervalley splitting, ferroelectric semiconductors, anomalous resistivity, the Fermi integral, soft mode

Тензор проводимости многодолинного полупроводника с учетом деформации решетки и структурного фазового перехода. Отметим, что даже в случае такого типичного полупроводника, каким является *GeTe*, до сих пор нет последовательной количественной теории проводимости, а вопрос о причине ее аномального поведения около T_c остается дискуссионным [5–6].

В общем случае проводимость $\sigma_{\alpha\beta}(T)$ полупроводника типа *GeTe* определяется суммой вкладов $\sigma_{\alpha\beta}^i$ отдельных долин $i = 1, 2, 3, 4$, расположенных [2] соответственно на осях [III], [III], [III] и [III]. Тензор проводимости i -й долины в предположении изотропной связи между кинетической энергией носителей ϵ и приведенным квазиимпульсом q_i имеет вид [3–4]

$$\sigma_{\alpha\beta}^i(T) = 2e^2 \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_i}{\partial \epsilon} \right) v_{\alpha}^i(\epsilon) v_{\beta}^i(\epsilon) \tau_{\alpha\beta}^i(\epsilon, q_i^F) q_i(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

$$\hbar v_{\alpha}^i(\varepsilon) = \frac{\partial \varepsilon}{\partial k_{\alpha}^i}, \quad f_i(x) = [\exp(x - j_i) - 1], \quad (2)$$

где $x = \varepsilon / k_6 T$, $j_i = j - \Delta x_i$, $\Delta x_i = \Delta \varepsilon_i / k_6 T$, $j = \zeta / k_6 T$, $q_i^F = k_i^F / \sqrt{M_{ai}}$, ζ и k_i^F – химический потенциал и импульс Ферми, $q(\varepsilon)$ и M_{ai} – плотность состояний и эффективная масса плотности состояний, $\Delta \varepsilon_i$ – сдвиг дна зоны проводимости, обусловленный в данном случае спонтанной деформацией и поляризацией. Спектр носителей на-

ходится путем диагонализации основной части исходного гамильтониана [9, 13]. Перенормированные вершины динамического межзонного \tilde{V}^{np} и внутризонного \tilde{V}^{nm} электрон-фононного взаимодействия, определяющие скорость релаксации носителей в случае квазиупругого рассеяния ($|\tilde{k}^3| \sim |\tilde{k}| \sim \kappa_i^F$ – импульс Ферми), не зависят от малого переданного импульса $|\tilde{k}^i - \tilde{k}|$. Диагональное в главных осях i -го экстремума обратное в главных осях i -го экстремума обратное время релаксации носителей можно при этом представить в виде

$$\tau_{ai}^{-1}(\varepsilon, q_i^F) = \frac{2\pi k_6 T}{\rho \hbar} \left[|\tilde{V}_{ac}^{np}|^2 I_c(\varepsilon, q_i^F) + \sum_j |\tilde{V}_{aj}^{nm}|^2 I_j(\varepsilon, q_i^F) \right] g_i(\varepsilon), \quad (3)$$

$$I_{LA} \approx \frac{a^2 \rho}{C_{LA}}, \quad I_{TA} \approx \frac{a^2 \rho}{C_{TA}}, \quad I_{LO} \approx \frac{1}{\omega_{LO}^2},$$

где $j = LA, TA, LO, C_{LA}$ и C_{LA} – аномально зависящие от температуры эффективные упругие постоянные LA и TA фононов, ρ – плотность, a – постоянная решетки. Интеграл столкновений I_c , обусловленный рассеянием носителей на мягкой моде (TO -фононах), имеет вид [13]

$$I_c(\varepsilon, q_i^F) = \begin{cases} \frac{2}{\alpha \gamma} \left[\ln \left(1 + \sqrt{\frac{\gamma}{rt}} \right) - \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\gamma+} \sqrt{rt}} \right], & \Omega(q) = \omega_0 + Aq^2, \\ \frac{2}{\gamma \Gamma} \left[1 - \frac{rt}{\Gamma} \ln \left(1 + \frac{\Gamma}{rt} \right) \right], & \Omega(q) = (\omega_0 + Bq^2)^{1/2}, \end{cases} \quad (4)$$

где $\gamma = 16A^2 M_{ai}^2 (q_i^F)^4 / \alpha$ – параметр интеграла столкновений I_c ; $\Gamma = 4BM_{ai} (q_i^F)^2 / \alpha$, $\omega_0 = \alpha r t = \alpha r |T - T_c|$ в приближении среднего поля $r = 2$ при $T < T_c$, $r = 1$ при $T > T_c$.

Анизотропия проводимости в отдельной долине целиком определяется временем релаксации τ_{ai} и массами носителей M_{ai}^0 , тогда как анизотропия полной проводимости при заданных τ_{ai} и M_{ai}^0 существенно связана со сдвигом (по энергии) $\Delta \varepsilon_i = d_i^n + D/\delta_i$ экстремумов спектра, обусловленными спонтанной деформацией и поляризацией.

Анизотропия электрического сопротивления и аномальная температурная зависимость $\sigma_{\alpha\beta}(T)$ около T_c . В ромбоэдрической (α) фазе $x^2 = y^2 = z^2 \neq 0$, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} \neq 0$, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} \neq 0$, $\Delta \varepsilon_2 = \Delta \varepsilon_3 = \Delta \varepsilon_4$ и в системе с осью z , направленной по [III], компоненты полной проводимости

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{\perp} = \bar{\sigma} - \Delta \sigma, \quad (5)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{//} = \bar{\sigma} + 2\Delta \sigma$$

определяются значениями

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{3} (\sigma_{//}^{(1)} + 2\sigma_{\perp}^{(1)} + 3\sigma_{//}^{(2)} + 6\sigma_{\perp}^{(2)}), \quad (6)$$

$$\Delta \sigma = \frac{1}{3} (\sigma_{//}^{(1)} - \sigma_{\perp}^{(1)} + \sigma_{\perp}^{(2)} - \sigma_{//}^{(2)}),$$

причем

$$\delta \rho = \frac{\rho_{//} - \rho_{\perp}}{\bar{\rho}} = \frac{-3\Delta \sigma}{\bar{\sigma} + \Delta \sigma}, \quad \sigma_{\alpha\alpha}^{(4)} = \sigma_{\alpha\alpha}^{(3)} = \sigma_{\alpha\alpha}^{(2)}. \quad (7)$$

В ромбической (γ) фазе $x^2 = y^2 \neq 0, z^2 = 0,$
 $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \neq 0, \varepsilon_{zz} \neq 0, \varepsilon_{xy} \neq 0, \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0$
 согласно $\Delta\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon_2, \Delta\varepsilon_3 = \Delta\varepsilon_4$

$$\hat{\sigma}^{(1)} = \hat{\sigma}^{(2)}, \hat{\sigma}^{(3)} = \hat{\sigma}^{(4)} \quad (8)$$

и в системе осей 1-[100], 2-[110], 3-[001] получаем:

$$\sigma_{11} = \bar{\sigma} + 2\Delta\sigma, \sigma_{22} = \bar{\sigma} - 2\Delta\sigma, \sigma_{33} = \bar{\sigma}, \quad (9)$$

$$\bar{\sigma} = \frac{2}{3}(\sigma_{//}^{(1)} + 2\sigma_{\perp}^{(1)} + \sigma_{//}^{(3)} + 2\sigma_{\perp}^{(3)}), \quad (10)$$

$$\Delta\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_{//}^{(1)} - \sigma_{\perp}^{(1)} - \sigma_{//}^{(3)} + \sigma_{\perp}^{(3)}). \quad (11)$$

Интегралы столкновений I_c и I_j в (3–4) слабо зависят от $\varepsilon \sim \varepsilon_F^i$, а также от номера долины i . В итоге выражение для проводимости можно свести к двухпараметрическому интегралу Ферми [3]. Тогда с учетом (1)–(11), например, для анизотропии и продольной компоненты сопротивления $\rho_{//}^n(T)$ в ромбоэдрической фазе, получаем

$$\delta\rho_n(T) = \frac{3(k-1)(I_{1n} - I_{2n})}{(k+2)I_{1n} + (7k+2)I_{2n}}, \quad (12)$$

$$\rho_{//}^n(T) = \frac{m_{//}^0 |\tilde{V}_{//}|^2 I + |\tilde{V}_{//c}|^2 I_c}{D_0 3I_{1n} + (8k+1)I_{2n}}, \quad (13)$$

где

$$|\tilde{V}_{//}|^2 I = |\tilde{V}_{//L0}|^2 I_{L0} + |\tilde{V}_{//L0}|^2 I_{LA} + |\tilde{V}_{//TA}|^2 I_{TA},$$

$$I_{in} = L_{in}^2 J_{1,2}^0(j_n, \beta_i^n),$$

$$L_{in} = \delta_i / \varepsilon_{gi}^n, j_n = S_n / k_B T, \beta_i^n = k_B T / \varepsilon_{gi}^n,$$

$$k = k_m / k_{\tau}, k_m = m_{//}^0 / m_{\perp}^0,$$

$$k_{\tau} = \tau_{//}^0 / \tau_{\perp}^0, m_{ai}^0 = M_{ai}^0 / m,$$

$$D_0 = 2e^2 \hbar \rho / 3\pi m, J_{1,2}^0(j_n, \beta_i^n).$$

Это обобщенный интеграл Ферми, m – масса свободного электрона.

Анизотропия сопротивления $\delta\rho_3$ в ромбической фазе, в частности, относительно оси 3-[001] составляет

$$\delta\rho_3(T) = \frac{6(k-1)(2k+1)(I_{1n}^2 + I_{3n}^2)}{3(2k+1)(I_{1n} + I_{3n})^2 - (1-k)^2(I_{1n} - I_{3n})^2}. \quad (14)$$

В случае сильно вырожденного полупроводника (например, $SnTe$) полученные выше формулы существенно упрощаются:

$$\sigma_{\alpha\alpha}^i(T) = \frac{e^2 N_i \tau_{\alpha i}(\zeta)}{M_{\alpha i}(\zeta)}, \quad (15)$$

$$N_i = \beta_i j_i^{3/2} (1 + \beta_i j_i)^{3/2}, \tau_{\alpha i}(\zeta) = \frac{2\pi^2 \hbar^2 L_i^3}{I_{\alpha i} M_{\alpha i} k_{\alpha}^i(\zeta)}, \quad (16)$$

где

$$B_i = (2M_{di} K_{\sigma} T)^{3/2} (3\pi^2 \hbar^3 L_i)^{-1}, I_{\alpha i} = \frac{1}{\hbar \rho} 2\pi K_{\sigma} T E_{\alpha i}^2, \quad (17)$$

$$M_{\alpha i}(\zeta) = M_{\alpha i} (1 + 2\beta_i j_i), K_{\alpha}^i(\zeta) = M_{\alpha i}^0 L_i^{1/3} K_i(\zeta), K_i = (2\pi^2 N_i)^{1/3}, \zeta = K_{\sigma} T j.$$

При условии полного вырождения ($\zeta \geq 5$), например, для α -фазы имеем $z = 1, N_j = N$ и при $\Delta\varepsilon_1 \approx 0, j_1 = j$.

Ниже при определении параметров теории будут также использоваться данные о подвижности носителей $\bar{\mu}$ в поликристаллических образцах, поэтому приведем соответствующее выражение для $\bar{\mu}$. В предположении слабого рассеяния носителей на границах отдельных монокристаллов [7] для α - и β -фаз получаем:

$$\bar{\mu}_n(T) = \Phi \left[z \frac{a_1(T)}{N_1} I_{1n}(T) + (1-z) \frac{a_2(T)}{N_2} I_{2n}(T) \right], \quad (18)$$

$$a_i(T) = \frac{1}{3} \left(\frac{2\tau_{Ti}^0}{m_{Li}^0} - \frac{\tau_{Li}^0}{m_{Ti}^0} \right),$$

где z – доля носителей, находящихся в первой долине ($N_1 = zN$), $\tau_{ai}^0 = \rho E_0^2 / \rho_0 E_{ai}^2$ – приведенное время релаксации:

$$E_{ai}^2 = |\tilde{V}_{ai}|^2 I + |\tilde{V}_{ac}|^2 I_c,$$

$$\Phi = \frac{1}{\pi E_0 m} 2e\hbar \rho_0, \quad (19)$$

$E_0 = V_0/V_0$ ($V_0 = 1$ эВ, $\rho_0 = 1$ г/см³, $v_0 = 10^5$ см/сек, $N_0 = 10^{20}$ см⁻³, а индекс $n = N/N_0$ в (12)–(18) отражает зависимость $\rho_{||}$ и $\delta\rho$ от концентрации носителей N).

Численный анализ параметров теории и анизотропии электрической проводимости. Исходя из имеющихся в наличии данных по *GeTe* и *SnTe* в работе была предложена последовательная схема определения параметров теории.

Эффективная масса плотности состояний. В случае $Ge_{1-x}Te_x$ с учетом данных [7], получены значения эффективной массы $M_d^0 = 1,64 m$ и приведенного химического потенциала $\zeta_n(T)$ для различных N . Эти данные использовались для расчета зависимости подвижности $\bar{\mu}_n$ и проводимости $\bar{\sigma}_n$ от концентрации носителей N при $T = 100$ и 800 К (рис. 1). Перераспределение носителей между долинами спектра

ведет к аномальной при $T \ll T_c$ зависимости подвижности $\bar{\mu}_n$ от концентрации носителей (кривая 2 на рис. 1) и к появлению при $T < T_c$ анизотропии проводимости.

Анизотропия сопротивления. По формуле для $\delta\rho$ и данным [7, 10, 12] при $N = 8,5 \cdot 10^{20}$ см⁻³ для *GeTe* определен коэффициент анизотропии $K(T)$ и рассчитана зависимость $\delta\rho$ от N . Оказалось, что в интервале 300–600 К анизотропия $\delta\rho_n$ заметно увеличивается с уменьшением концентрации носителей. Для $T \ll T_c$ $\delta_n \approx 3(K-1)/(K-2)$, $\rho_{||}/\rho_{\perp} = K$ и с учетом данных [7, 10, 12] имеем $K \approx 2$.

Аномальная зависимость сопротивления от температуры. Численный анализ показывает, что поведение сопротивления $\delta\rho_{||}(T)$ вблизи T_c существенно зависит от эффективной скорости релаксации носителей на TO -фононах.

При скоростях релаксации $\tau_c^{-1} > 10^{12}$ сек⁻¹ зависимость $\rho(T)$ вблизи T_c имеет вид излома или даже характер логарифмической особенности, как в *SnTe* [1, 8, 13]. При $\tau_c^{-1} \leq 10^{12}$ сек⁻¹ и относительно больших $\Delta_0(T)$ ($\sim 0,3$ эВ при $T \rightarrow 0$) аномалия сопротивления около T_c имеет вид плавного несимметричного максимума (*GeTe*). Рассчитанная для *GeTe* зависимость $\rho_{||}(T)$ при $\gamma = 300$ К хорошо согласуется с экспериментом (рис. 2). При расчете сопротивления *GeTe* и *SnTe* соответственно использовались данные $T_c = 665$ и $97,5$ К; $\rho = 6,19$ и $6,45$ г/см³, $a = 6,01$ и $6,33$ А.

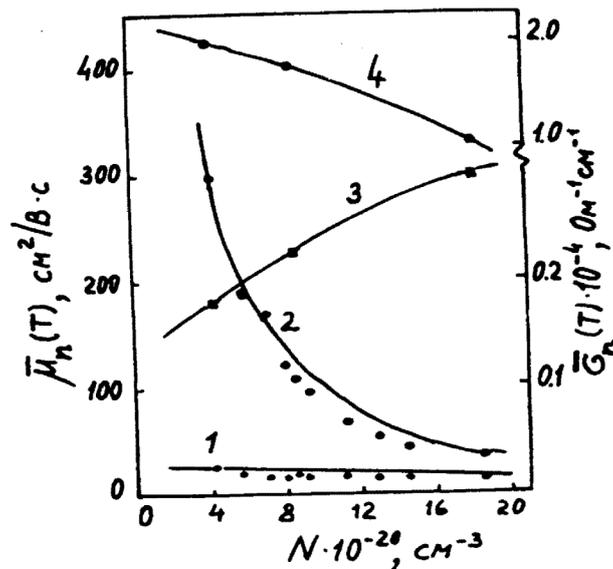


Рис. 1. Рассчитанная зависимость подвижности (1, 2) и проводимости (3, 4) поликристаллов *GeTe* от концентрации носителей при 800 К – (1, 3) и 100 К – (2, 4), точки ($\bar{\mu}$) и квадратики ($\bar{\sigma}$) экспериментальные данные [7]

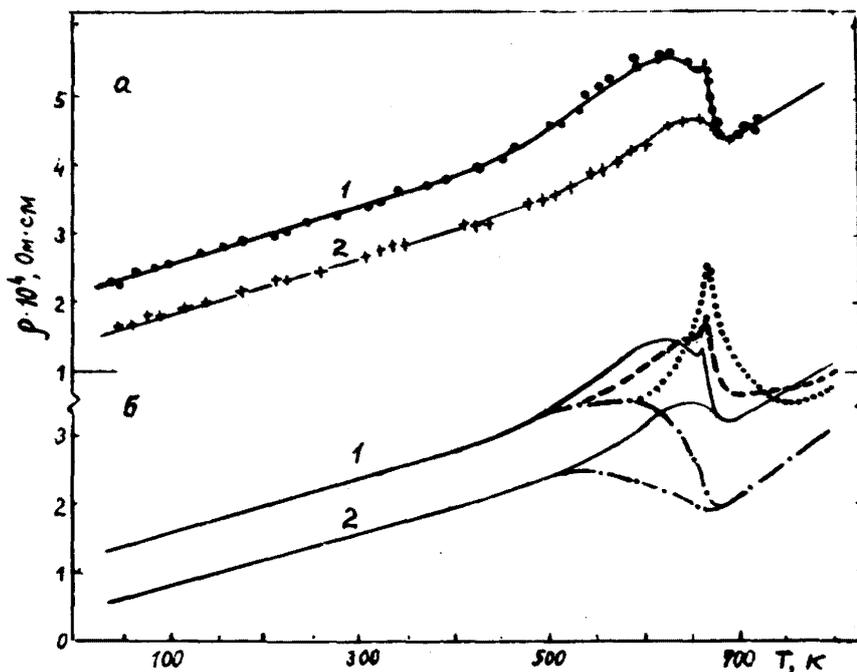


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления монокристалла α – GeTe: а) точки и крестики – экспериментальные значения $\rho_{\parallel}(\rho_{\perp})$ – 1(2) 3; б) штрихпунктирная линия – рассчитанное $\rho_{\parallel}^0(\rho_{\perp}^0)$ – 1(2), представляющее собой сумму остаточного, нормального $\rho_{\parallel}^{LO}(\rho_{\perp}^{LO})$ и аномальных $\rho_{\parallel}^{LA}(\rho_{\perp}^{LA})$ и $\rho_{\parallel}^{TA}(\rho_{\perp}^{TA})$ сопротивлений; сплошная линия – $\rho_{\parallel}(\rho_{\perp})$ – 1(2) с учетом аномального $\rho_{\parallel}^{TO}(\rho_{\perp}^{TO})$ сопротивления при $\gamma = 300$; пунктир и точки – ρ_{\parallel} при $\gamma = 200$ и 100 (γ – параметр интеграла столкновений I)

Характер аномалии $\rho(T)$ около T_c существенно зависит от γ (рис. 2) и тем самым, согласно (2), от параметров и вида дисперсии мягкой моды.

Выводы

Таким образом, показано, что в зависимости от величины эффективной скорости релаксации носителей на мягких ТО-фононах (τ_c^{-1}) и междолинного расщепления $\Delta_0(T)$ аномалия проводимости вблизи T_c в соединениях A^4B^6 может иметь вид излома или вид плавного несимметричного максимума. Рассчитаны аномальная зависимость подвижности от концентрации носителей и анизотропия проводимости в α - и β -фазах GeTe. В итоге:

1. Рассчитана проводимость сегнетоэлектриков-полупроводников GeTe и SnTe с использованием их реальных многодолинных электронных спектров. Учитывается рассеяние носителей на LA, TA и мягких ТО-фононах.

2. Показано, что аномальное вблизи T_c сопротивление может иметь вид излома (SnTe) или плавного несимметричного максимума (GeTe).

3. Рассчитаны обусловленные междолинным расщеплением спектра, анизотропия сопротивления и аномальная зависимость подвижности от концентрации носителей.

4. Предложена и для GeTe реализована схема последовательного определения параметров теории.

Список литературы

1. Алтухов В.И., Казаров Б.А., Касьяненко И.С., Санкин А.В., Филипова С.В. Расчет аномального поведения коэффициентов теплопроводности и теплового расширения сегнетокерамики на основе твердых растворов цирконата-титаната свинца. Фундаментальные исследования. – ИД «Академия естествознания», 2014. – № 9. Ч. 5. – С. 1008–1013.
2. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – Л.: Наука, 1970. – 302 с.
3. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985. – 318 с.
4. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1972. – 584 с.
5. Бурсиан Э.В., Гиршберг Я.Г., Старов Э.Н. Температурная зависимость подвижности носителей в титанате бария. – ФТТ, 1972. – Т. 14, № 4. – С. 1019–1022.
6. Винецкий В.Л., Ицковский М.А., Кукушкин Л.С. Взаимодействие электрона проводимости с поперечными оптическими колебаниями в ионных кристаллах. – ФТТ, 1971. – Т. 13, № 1. – С. 76–86.

7. Грузинов Б.Ф., Константинов П.П., Мойжес Б.Я., Равич Ю.И., Сысоева Л.М. Кинетические эффекты в кубической и ромбоэдрической фазах GeTe. – ФТП, 1976. – Т. 10, Вып. 3. – С. 497–503.
8. Казаров Б.А., Алтухов В.И., Дядюк М.Н., Митюгова О.А. Модель температурного поведения теплового сопротивления сегнетоэлектрических кристаллов триглицинсульфата. Фундаментальные исследования. – ИД «Академия естествознания», 2014. – № 9. Ч. 4. – С. 728–733.
9. Кожин П.И. Температурные зависимости ширины запрещенной зоны и электронных спектров сегнетоэлектриков-полупроводников типа A4B6. – ФТП. – Т. 24, № 5. – С. 1321–1327.
10. Коржуев М.А., Шелимова Л.Е., Абрикосов Н.Х. Анизотропия электрических свойств GeTe. – ФТП, 1977. – Т. II, Вып. 2. – С. 296–300.
11. Коржуев М.А., Аракчеева Л.В. Анизотропия электрических свойств GeTe. – ФТП, 1978. – Т. 12, Вып. II. – С. 2192–2196.
12. Новикова С.И., Шелимова Л.Е., Абрикосов Н.Х., Авиллов А.С., Коржуев М.А. Анизотропия электросопротивления теллурида германия. – ФТП, 1973. – Т. 15, Вып. II. – С. 3407–3409.
13. Katayama S., Mills D.L. Theory of anomalous resistivity associated with structural phase transitions In IV-VI compounds. – Phys. Rev., 1980. – Vol. 22, № 1. – P. 336–352.
14. Katayama S. Anomalous resistivity in structural phase transition of IV–VI compound: p-SnTe. – Sol. State Commun., 1976. – Vol. 19, № 4. – P. 381–383.
15. Minemura G., Morita A. Electrical Resistivity Anomaly in the Vicinity of Structural Phase Transition of p-SnTe. – Sol. State Commun., 1978. – Vol. 28, № 3. – P. 273–275.
5. Bursian Je.V., Girshberg Ja.G., Starov Je.N. Temperaturnaja zavisimost' podvizhnosti nositelej v titanate barija. FTT, 1972. T. 14, no. 4. pp. 1019–1022.
6. Vineckij V.L., Ickovskij M.A., Kukushkin L.S. Vzaimodejstvie jelektrona provodimosti s poperechnymi opticheskimi kolebanijami v ionnyh kristallah. FTT, 1971. T. 13, no. 1. pp. 76–86.
7. Gruzinov B.F., Konstantinov P.P., Mojzhes B.Ja., Ravich Ju.I., Syssoeva L.M. Kineticheskie jeffekty v kubicheskoj i rombojedricheskoj fazah GeTe. FTP, 1976. T. 10, Vyp. 3. pp. 497–503.
8. Kazarov B.A., Altuhov V.I., Djadjuk M.N., Mitjugova O.A. Model' temperaturnogo povedenija teplovogo soptivlenija segnetojelektricheskikh kristallov triglicinsul'fata. Fundamental'nye issledovanija. ID «Akademija estestvoznanija», 2014. no. 9. Ch. 4. pp. 728–733.
9. Kozhin P.I. Temperaturnye zavisimosti shiriny zapreshennoj zo-ny i jelektronnyh spektrov segnetojelektrikov-poluprovodnikov tipa A4V6. FTT. T. 24, no. 5. pp. 1321–1327.
10. Korzhuev M.A., Shelimova L.E., Abrikosov N.H. Anizotropija jelektricheskikh svojstv GeTe. FTP, 1977. T. II, Vyp. 2. pp. 296–300.
11. Korzhuev M.A., Arakcheeva L.V. Anizotropija jelektricheskikh svojstv GeTe. FTP, 1978. T. 12, Vyp. II. pp. 2192–2196.
12. Novikova S.I., Shelimova L.E., Abrikosov N.H., Avilov A.S., Korzhuev M.A. Anizotropija jelektricheskikh svojstv GeTe. FTP, 1973. T. 15, Vyp. II. pp. 3407–3409.
13. Katayama S., Mills D.L. Theory of anomalous resistivity associated with structural phase transitions In IV-VI compounds. Phys. Rev., 1980. Vol. 22, no. 1. pp. 336–352.
14. Katayama S. Anomalous resistivity in structural phase transition of IV–VI compound: p-SnTe. Sol. State Commun., 1976. Vol. 19, no. 4. pp. 381–383.
15. Minemura G., Morita A. Electrical Resistivity Anomaly in the Vicinity of Structural Phase Transition of p-SnTe. Sol. State Commun., 1978. Vol. 28, no. 3. P. 273–275.

References

1. Altuhov V.I., Kazarov B.A., Kas'janenko I.S., Sankin A.V., Fillipova S.V. Raschet anomal'nogo povedenija kojefficientov teploprovodnosti i teplovogo rasshirenija segnetokeramiki na osnove tverdyh rastvorov cirkonata-titanata svinca. Fundamental'nye issledovanija. ID «Akademija estestvoznanija», 2014. no. 9. Ch. 5. pp. 1008–1013.
2. Askerov B.M. Kineticheskie jeffekty v poluprovodnikah. L.: Nauka, 1970. 302 p.
3. Askerov B.M. Jelektronnye javlenija perenosy v poluprovodnikah. M.: Nauka, 1985. 318 p.
4. Bir G.L., Pikus G.E. Simmetrija i deformacionnye jeffekty v poluprovodnikah. M.: Nauka, 1972. 584 p.

Рецензенты:

Янукян Э.Г., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры физико-математических дисциплин, декан инженерного факультета филиала СКФУ, г. Пятигорск;

Чернобабов А.И., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры физико-математических дисциплин Института сервиса, туризма и дизайна филиала СКФУ, г. Пятигорск.

Работа поступила в редакцию 19.02.2015.