

Закономерности поведения температурных зависимостей удельного сопротивления кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$)

© Н.П. Степанов¹, М.С. Иванов², Л.Э. Степанова¹, Л.В. Виноградова²

¹ Забайкальский государственный университет,
672036 Чита, Россия

² Забайкальский институт железнодорожного транспорта,
672040 Чита, Россия

E-mail: np-stepanov@mail.ru

Поступила в Редакцию 22 марта 2022 г.

В окончательной редакции 21 июня 2022 г.

Принята к публикации 8 июля 2022 г.

Показано, что изменение величины удельного сопротивления кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) p -типа в области температур, предшествующих наступлению собственной проводимости, обусловлено не только изменением статического времени релаксации, поведение которого в диапазоне температур от 80 до 300 К определяется в основном рассеянием носителей на колебаниях кристаллической решетки, но и изменением концентрации легких дырок. Последнее является следствием перехода носителей заряда из подзоны тяжелых дырок в подзону легких, в результате чего концентрация легких дырок, дающих основной вклад в электропроводность, уменьшается с ростом температуры. Как следствие, энергия плазмона, пропорциональная концентрации носителей заряда, также уменьшается с ростом температуры, а энергия указанного перехода, сопоставимая с энергией плазмона, увеличивается. В связи с этим кристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ обладают специфической особенностью, обусловленной сближением энергии плазмона и межзонного перехода, что создает условия для увеличения интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия.

Ключевые слова: термоэлектрические материалы, теллуриды висмута и сурьмы, удельное сопротивление, межзонные переходы, плазма свободных носителей заряда.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53412.9839

1. Введение

В ходе разносторонних исследований кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), используемых для промышленного производства термоэлектрических преобразователей энергии, были получены многочисленные данные об их физических свойствах [1–8]. Известно, что изменением стехиометрии можно создать кристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ как n -, так и p -типа проводимости [1]. Особое внимание уделяется изучению физических свойств кристаллов p -типа, поскольку для них удается получить сравнительно высокие значения коэффициента термоэлектрической эффективности $Z = \alpha^2 \sigma / \kappa$, зависящего от величины термоэдс — α , удельной электропроводности — σ и удельной теплопроводности — κ . Так, по данным работы [2], параметр Z кристалла p -типа $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ с $x = 1.5$ достигает значений, равных $3.2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. При этом наблюдаемые значения α , σ и κ во многом определяются строением зонной структуры этих материалов, представленной на рис. 1, и характеризующейся наличием в валентной зоне неэквивалентных экстремумов носителей заряда [7]. Численные значения энергетических зазоров, указанных на рис. 1, приведены в соответствии с данными работы [9].

Сложное строение валентной зоны отражается и на температурных зависимостях физических величин, определяющих термоэлектрическую эффективность кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$. В связи с этим температурные зависимости термоэдс, удельной теплопроводности и электропроводности могут быть использованы для изучения процессов, происходящих в их электронной системе при изменении температуры и состава твердого раствора. Такое исследование представляет в первую очередь практический интерес, поскольку остается актуальной задача получения более эффективных термоэлектрических материалов. В настоящее время сформировалось понимание того, что эмпирические попытки поиска новых термоэлектрических материалов не позволяют добиться существенного увеличения термоэлектрической эффективности, и по сочетанию параметров, определяющих величину Z , кристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ остаются не превзойденными, что отражается на практике их использования термоэлектрической промышленностью. В связи с этим представляется целесообразным исследование процессов, происходящих в их электронной системе при изменении температуры и состава твердого раствора, с целью изучения специфических свойств этого материала.

При этом целесообразно анализировать в первую очередь изменение удельной электропроводности. Отчасти

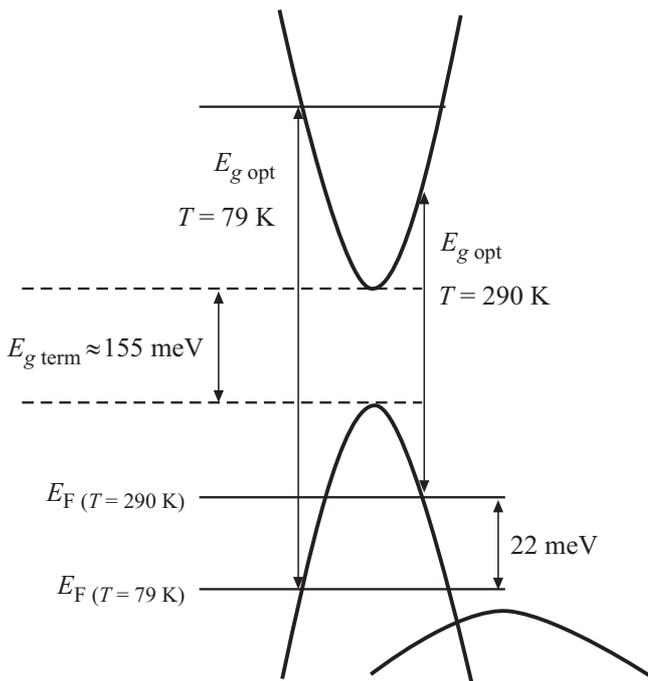


Рис. 1. Зонная структура кристалла $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$ и величина оптической ширины запрещенной зоны при различных температурах, по данным оптических исследований в инфракрасном диапазоне [9].

это обусловлено тем, что другие физические величины, также характеризующие состояние электронной системы, сложнее для интерпретации. Например, температурная зависимость коэффициента термоэдс, имеющего объемную и контактную составляющие, требует при анализе учета большого количества параметров, зависящих от температуры. Коэффициент удельной теплопроводности, определяющийся вкладами ионного остова, свободных носителей заряда, биполярной диффузией, особенностями явлений переноса, существующими в полупроводниках со сложным строением валентной зоны, также требует учета большого количества факторов влияния и механизмов переноса тепла. И на пути интерпретации температурной зависимости удельной электропроводности стоит множество преград. Однако, поскольку она определяется изменением концентрации свободных носителей заряда, данные по экспериментальному изучению эффекта Холла, методика и техника наблюдения которого хорошо отработаны, могут дать дополнительную, необходимую информацию, в том числе и о величине подвижности носителей заряда. Однако, поскольку значение подвижности определяется как временем релаксации, так и эффективной массой, величина которой в большинстве случаев определяется с большой погрешностью, это существенно уменьшает достоверность данных о величине статического времени релаксации, полученных из подвижности. В то же время в ряде случаев для детализации поведе-

ния электронной системы желательно иметь данные о закономерности изменения времени релаксации. Теоретический расчет статического времени релаксации в рассматриваемых материалах практически невозможен, поскольку в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, как и в кристаллах висмута, сурьмы и сплавах висмут-сурьма, установлено существование многодолинных зон, для которых различными являются эффективная масса и масса плотности состояний [10]. Поэтому существенным может являться рассеяние внутримолекулярное, междолинное, межзонное, рекомбинационное. Все они интегрально могут в некоторой степени влиять на величину статического времени релаксации, причем изменение температуры будет изменять соотношение их вкладов. В связи с этим актуальным является экспериментальное определение значений статического времени релаксации τ_{st} в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$. Известно, что эта задача может быть решена при совместном использовании результатов экспериментального определения величины удельной электропроводности σ и плазменной частоты ω_p свободных носителей заряда. Поскольку σ и ω_p зависят от величины $\sum_i (\frac{p_i}{m_i^*})$, характеризующей сумму отношений концентрации свободных носителей заряда к их эффективной массе по всем группам носителей, можно определить усредненное статическое время релаксации $\langle \tau_{st} \rangle$ в соответствии с выражением

$$\begin{aligned} \sigma &= \sum_j \sigma_j = \sum_j \left(\frac{e^2 p_j \tau_{st}}{m_j^*} \right) \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \sum_j (\omega_p^2 \tau_{st})_j = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \langle \tau_{st} \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

в котором e — заряд электрона, ω_p — плазменная частота, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая постоянная.

В связи с этим исследование характеристик плазменного резонанса свободных носителей заряда и получение экспериментальных данных о величине $\sum_j (\frac{p_j}{m_j^*})$ могут быть использованы для изучения процессов, происходящих в электронной системе кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), что и является целью данной работы.

2. Исследованные кристаллы, методика и техника эксперимента

Исследовались монокристаллы твердых растворов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), содержащие 25 и 60 мол% Sb_2Te_3 , выращенные методом Чохральского в Институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова [2]. В данной работе представлены результаты исследования оптических свойств тех кристаллов, температурные зависимости удельного сопротивления которых приведены

в работе [2]. Спектральные зависимости коэффициента отражения при угле падения излучения на образец, не превышающего 7°, в интервале частот от 400 до 2500 см⁻¹ были получены на инфракрасном фурье-спектрометре IFS — 113 V BRUKER при фиксированных температурах. Методика и техника оптического эксперимента подробно описаны в работе [11]. Из спектров коэффициента отражения по соотношениям Крамерса–Кронига рассчитывались действительная и мнимая части функции диэлектрической проницаемости, знание которых позволяет определить плазменную частоту, высокочастотную диэлектрическую проницаемость и оптическое время релаксации. При тех же температурах, на которых проводилась регистрация спектров отражения, определялась и удельная электропроводность исследованных образцов двухзондовым методом с соблюдением основных условий, позволяющих минимизировать систематические и случайные погрешности измерений. Температура образца поддерживалась с точностью до 0.5 К.

3. Описание и анализ экспериментальных результатов

На рис. 2 представлены спектры отражения кристалла Bi_{0.8}Sb_{1.2}Te₃, полученные при различных температурах в геометрии $\mathbf{E} \perp C_3$, где C_3 — тригональная ось кристалла, а \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны. В такой геометрии оптического эксперимента отражённый сигнал формируется колебаниями свободных носителей заряда относительно ионного остова, происходящими в направлении, перпендикулярном C_3 , вдоль которого производились и измерения величины удельной электропроводности $\sigma \perp$, значения которых для образца Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te₃ представлены в таблице.

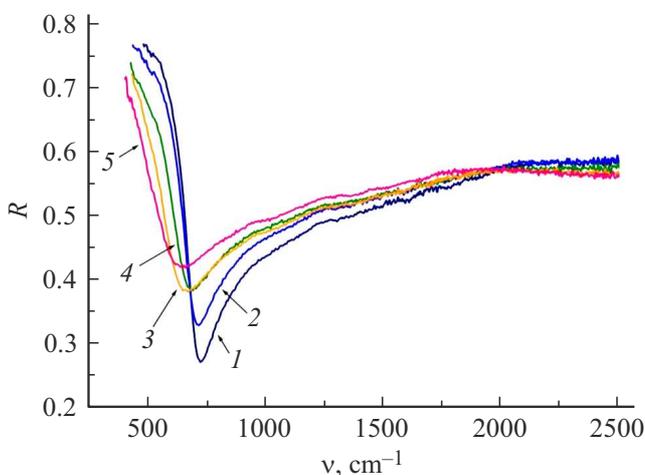


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента отражения кристалла Bi_{0.8}Sb_{1.2}Te₃ при различных температурах, К: 1 — 79, 2 — 93, 3 — 148, 4 — 213, 5 — 290.

Экспериментальные значения $\omega_{p\perp}$, $\epsilon_{\infty\perp}$, σ_{\perp} и результаты расчета $\sum_j \left(\frac{p_j}{m_j^*}\right)$, τ_{st} для кристалла Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te₃. Значения σ_{\perp} соответствуют данным, полученным в работе [2]

T, К	$\omega_{p\perp} \cdot 10^{13}$, рад/с	$\epsilon_{\infty\perp}$	$\frac{p}{m^*} \cdot 10^{56}$, (М ³ · кг) ⁻¹	$\sigma \cdot 10^{-6}$, Ом ⁻¹ · м ⁻¹	$\bar{\tau}_{st} \cdot 10^{-13}$, с
85	8.20	54	1.25	0.517	3.280
150	7.52	60	1.17	0.323	2.183
200	6.91	62	1.02	0.211	1.622
300	6.21	64	0.85	0.070	0.649

Как видно из рис. 2, на спектрах коэффициента отражения инфракрасного излучения наблюдается ярко выраженный плазменный край и минимум, который с ростом температуры смещается в низкочастотную область спектра. Спектральное положение плазменного минимума в целом согласуется с данными, представленными в работах [12,13]. Из спектров отражения определялись плазменная частота ω_p и высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_{∞} , характеризующая поляризационный фон кристалла в высокочастотном, по отношению к плазменному краю, диапазоне спектра. Методика расчета ω_p и ϵ_{∞} из спектров отражения описана в работе [10], а их значения для кристалла Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te₃ приведены в таблице, из которой видно, что величина отношения $\sum_j \left(\frac{p_j}{m_j^*}\right)$, рассчитанная в соответствии с выражением

$$(\omega_p)^2 = \frac{e^2}{\epsilon_{\infty} \epsilon_0} \sum_j \left(\frac{p_j}{m_j^*}\right), \quad (2)$$

уменьшается с ростом температуры. Исходя из предположения о том, что плазма свободных носителей заряда определяет отклик кристалла и на стационарное электрическое поле, в соответствии с выражением (1), было рассчитано усредненное статическое время релаксации для кристалла Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te₃. Результаты расчета приведены в таблице и на рис. 3, на котором также представлены модельные кривые, характеризующие температурное поведение $\langle \tau_{st} \rangle$ носителей заряда, находящихся в вырожденном и невырожденном состояниях электронной системы.

Выполним оценку соответствия температурной зависимости теоретическим представлениям. Из работ [1,14,15] известно, что при температурах > 100 К в кристаллах (Bi_{2-x}Sb_x)Te₃ (0 < x < 2), не содержащих легирующих добавок, решеточное рассеяние доминирует над примесным. В соответствии с теоретическим описанием акустического механизма рассеяния для сильно вырожденных носителей заряда время релаксации приблизительно пропорционально T⁻¹, а для невырожденных зависимость может быть близка к T⁻².

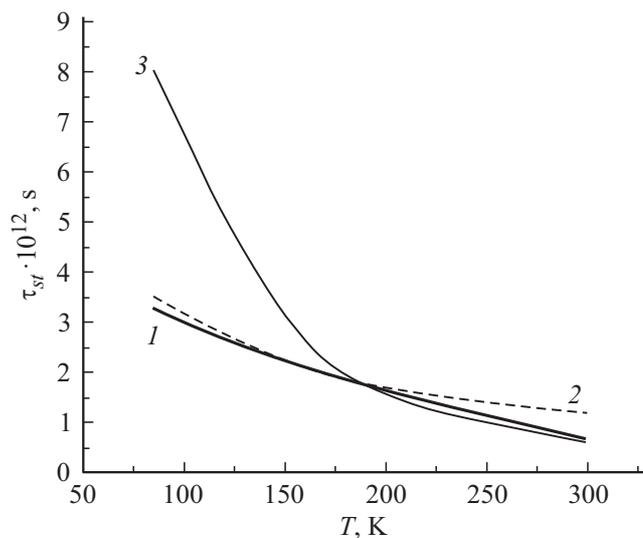


Рис. 3. Температурная зависимость статического τ_{st} времени релаксации кристалла $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$ (1), а также модельные кривые, характеризующие поведение $\tau_{st}(T)$ в вырожденном (2) и невырожденном (3) состояниях электронной системы.

Как видно из рис. 3, в диапазоне температур от 85 до 150 К наклон экспериментальной кривой $\tau_{st}(T)$ гораздо лучше соответствует T^{-1} , в то время как в области температур от 200 до 300 К он соответствует T^{-2} . Это согласуется с представлением о том, что в исследуемом кристалле доминирует рассеяние носителей заряда на акустических колебаниях кристаллической решетки, вырождение снимается при температуре ~ 150 К, а собственная проводимость начинается при температурах > 250 К [1]. Таким образом, есть основания считать, что полученные значения времени релаксации свободных носителей заряда исследованного кристалла в диапазоне температур от 85 до 300 К определяются в основном их рассеянием на акустических фонах, а следовательно, роль других возможных механизмов рассеяния — минимальна. Можно полагать, что такое поведение статического времени релаксации характерно и для всех кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), изготовленных из особо чистых исходных компонент по единой технологии.

Знание закономерности изменения статического времени релаксации свободных носителей заряда в окрестности температуры Дебая дает возможность для анализа поведения электронной системы кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) по данным о температурной зависимости удельного сопротивления, представленным на рис. 4. На нем также приведены данные для металлов, хорошо соответствующие расчетным значениям, полученным в соответствии с выражением Блоха–Грюнайзена [16], которое теоретически описывает температурную зависимость части удельного электрического сопротивления вещества, обусловленную рассеянием свободных носителей заряда на тепловых колеба-

ниях ионного остова

$$\rho(T) = A \left(\frac{T}{\theta} \right)^5 \int_0^{\theta/T} \frac{z^5}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})} dz, \quad (3)$$

где $z = \hbar\omega/kT$, T — абсолютная температура, A — константа, величина которой зависит от рода проводника, а θ — температура Дебая.

Экспериментально установлено, что выражение Блоха–Грюнайзена, полученное без учета анизотропии, других механизмов рассеяния, например на примесях и других электронах, тем не менее достаточно хорошо описывает температурный ход удельного сопротивления чистых металлов [17].

Как следует из рис. 4, зависимости удельного сопротивления ряда кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ принципиально отличаются от закономерности Блоха–Грюнайзена, несмотря на то что, как следует из рис. 3, усредненное время релаксации в рассматриваемом температурном интервале в основном определяется рассеянием заряда на колебаниях кристаллической решетки. Так, в области высоких температур у кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, содержащих от 0 до 50% теллурида сурьмы Sb_2Te_3 , наблюдается участок, на котором происходит уменьшение величины удельного сопротивления с ростом температуры, что свидетельствует о наступлении собственной проводимости. В кристаллах, содержащих $> 50\%$ Sb_2Te_3 , переход к собственной проводимости начинается при более высоких температурах, что может быть обусловлено увеличением ширины запрещенной зоны, а также смещением уровня химического потенциала в глубину валентной зоны, вследствие чего энергия активации носителей заряда увеличивается. Увеличение концентрации легких дырок в Sb_2Te_3 по сравнению с Bi_2Te_3 в ~ 10 раз также указывает на смещение уровня химического потенциала в глубину валентной зоны, что сопровождается уменьшением удельного сопротивления, температурные зависимости которого приведены на рис. 4.

Таким образом, увеличение процентного содержания теллурида сурьмы приводит к увеличению температуры перехода к собственной проводимости, и, как следствие, расширению диапазона температур, при которых наблюдается высокая термоэлектрическая эффективность рассматриваемых материалов. В связи с этим представляют интерес процессы, происходящие в их электронной системе до температур наступления собственной проводимости. Как видно из рис. 4, удельное сопротивление кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ в этой области температур увеличивается значительно быстрее, чем это предписывается выражением (3). Также в этом температурном диапазоне наблюдается аномальная температурная зависимость коэффициента Холла [1], которая наиболее достоверно объясняется переходом дырок между неэквивалентными экстремумами валентной зоны. Это согласуется и с наблюдаемым нами уменьшением отношения $\sum_j \left(\frac{p_i}{n_j^*} \right)$,

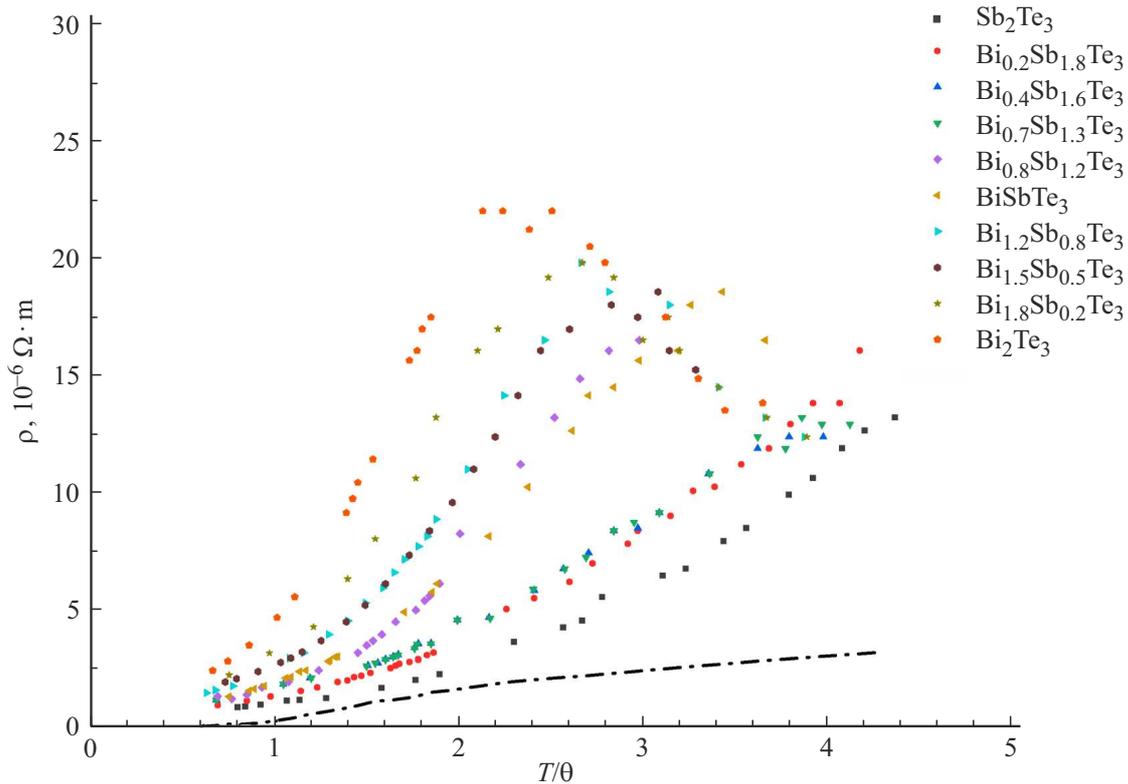


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) от величины x и отношения температуры к температуре Дебая θ . Учтено, что температура Дебая изменяется в зависимости от x [1]. Штрихпунктирная линия — температурные зависимости удельного сопротивления чистых металлов, хорошо описывающиеся выражением (3).

данные о температурном изменении которого приведены в таблице. Как показано в работе [6], уменьшение отношения $\sum_j (\frac{p_i}{m_j^*})$ с ростом температуры не может быть объяснено только увеличением эффективной массы, и необходимо использовать предположение об уменьшении концентрации легких дырок при повышении температуры. Это возможно в случае увеличения интенсивности перехода электронов из подзоны тяжелых дырок в подзону легких с ростом температуры, в результате чего концентрация легких дырок будет уменьшаться, а тяжелых — увеличиваться. Экспериментальные данные, подтверждающие существование такого перехода дырок при изменении температуры, представлены на рис. 2, из которого видно, что происходит уменьшение энергии размытого высокочастотного максимума коэффициента отражения при увеличении температуры. Отметим, что максимум отражения, наблюдаемый в высокочастотной, по отношению к плазменному краю, области спектра, свидетельствует о повышенной поляризации кристалла, которая обусловлена электронными переходами из валентной зоны в зону проводимости, формирующими край фундаментального поглощения. Уменьшение энергии перехода при повышении температуры может быть обусловлено смещением уровня химического потенциала к потолку валентной зоны, благодаря переходу электронов из подзоны тяжелых дырок в подзону легких.

В рамках простого строения валентной зоны и зоны проводимости увеличение температуры должно было привести к увеличению энергии межзонного перехода за счет сдвига Бурнштейна–Мосса. Следовательно, наблюдаемое на рис. 2 уменьшение энергии межзонного перехода с ростом температуры является экспериментальным подтверждением существования процесса перехода носителей между неэквивалентными экстремумами валентной зоны, сопровождающегося уменьшением концентрации легких дырок при повышении температуры. Экспериментально это также подтверждается смещением плазменного минимума при увеличении температуры в область низких частот, что отражено на рис. 2, указывающем на уменьшение плазменной частоты, а соответственно, и концентрации легких дырок.

Таким образом, влияние процесса перехода дырок между неэквивалентными экстремумами валентной зоны отражается и на температурной зависимости удельного сопротивления исследуемых материалов, поскольку влияет на величину отношения $\sum_j (\frac{p_i}{m_j^*})$. Логично предположить, что в области низких температур, близких к 80 К, влияние перехода дырок будет минимально, поскольку энергия тепловых колебаний ($kT \approx 7$ мэВ) еще мала, и температурное поведение удельного сопротивления, в большей степени, будет определяться температурной зависимостью времени релаксации. Действительно,

поскольку энергетический зазор между уровнем химического потенциала и потолком подзоны тяжелых дырок в кристаллах теллурида висмута ΔE составляет $\sim 25\text{--}30$ мэВ [1], то при температуре 80 К энергия тепловых колебаний в ~ 4 раза меньше, а соответственно, мала и вероятность переходов. Однако при температуре 300 К энергия тепловых колебаний $kT \approx 26$ мэВ и практически совпадает с энергией энергетического зазора ΔE . Соответственно, как видно из рис. 4, в кристалле Bi_2Te_3 в области высоких температур, предшествующих температурам наступления собственной проводимости, наблюдается быстрый рост удельного сопротивления. Это происходит не только за счет уменьшения статического времени релаксации, но и за счет уменьшения концентрации легких дырок, дающих основной вклад в электропроводность. Так, для кристалла $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$, данные для которого приведены в таблице, видно, что соотношение $\sum_j \left(\frac{p_j}{n_j^*}\right)$ в области температур от 200 до 300 К изменяется в 1.4 раза быстрее, чем в диапазоне температур от 85 до 150 К, что также подтверждает приведенные выше аргументы о влиянии перехода дырок между неэквивалентными экстремумами валентной зоны на температурную зависимость удельного сопротивления и состояние электронной системы кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$.

4. Заключение

В заключение отметим, что сложное строение валентной зоны кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ обуславливает не только наблюдаемые значения физических величин, характеризующих состояние электронной системы, но и закономерности их температурного изменения. Уменьшение концентрации легких дырок с ростом температуры, вследствие перехода носителей заряда между неэквивалентными экстремумами валентной зоны, отражается на температурном поведении коэффициента Холла, плазменной частоты и удельного сопротивления. Таким образом, повышенная удельная электропроводность кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ в области низких температур обусловлена, в том числе, и низкой интенсивностью процесса перехода носителей заряда между неэквивалентными экстремумами валентной зоны. В этом случае концентрация легких дырок оказывается максимальной. При этом энергия плазмона $E_p = \hbar\omega_p$, прямо пропорциональная концентрации легких дырок (2), также будет максимальна и близка энергии перехода носителей заряда между потолком подзоны тяжелых дырок и уровнем химического потенциала ΔE , влияющего, как показано выше, на состояние электронной системы кристалла. Так, для кристалла $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$ энергия плазмона при $T = 80$ К $E_p \approx 55$ мэВ, а энергия перехода $\Delta E \approx 30$ мэВ. С ростом температуры концентрация легких дырок, а следовательно, плазменная частота ω_p и энергия плазмона уменьшаются, что видно из данных таблицы, в то время как ΔE увеличивается, что видно из рис. 2.

Сближение энергии плазмона и межзонного перехода в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ способствует увеличению интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия, что создает благоприятные возможности для его исследования, и отражает специфику этого термоэлектрического материала.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках гранта Российского научного фонда № 22-22-20055, <https://rscf.ru/project/22-22-20055/>, при финансовой поддержке правительства Забайкальского края.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3* (М., Наука, 1972).
- [2] Л.Д. Иванова, Ю.В. Гранаткина. Неорг. матер., **36** (7), 810 (2000).
- [3] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, П.М. Тарасов, Н.А. Юзева. ФТТ, **52** (9), 1707 (2010).
- [4] G. Wang, T. Cagin. Phys. Rev. B, **76**, 075201 (2007).
- [5] V.A. Greanya, W.C. Tonjes, R. Liu, C.G. Olson, D.-Y. Chung, M.G. Kanatzidis. Phys. Rev. B, **62** (24), 16425-9 (2000).
- [6] P. Larson, V.A. Greanya, W.C. Tonjes, R. Liu, S.D. Mahanti, C.G. Olson. Phys. Rev. B, **65**, 085108-9 (2000).
- [7] А.А. Кудряшов. Канд. дис. физ.-мат. наук: 01.04.09 — Физика низких температур (М., МГУ, 2016).
- [8] С.А. Немов, Н.М. Благих, Л.Д. Иванова. ФТТ, **56** (9), 1696 (2014).
- [9] Н.П. Степанов, А.А. Калашников, О.Н. Урюпин. ФТП, **55** (7), 586 (2021).
- [10] В.М. Грабов, А.С. Парахин, Л.С. Багулин, О.Н. Урюпин. Изв. РГПУ им. А.И. Герцена, **6** (15), 86 (2006).
- [11] Н.П. Степанов, А.А. Калашников. Опт. и спектр., **129**, 619 (2021).
- [12] P. Lostak, J. Navratil, J. Sramkova, J. Horak. Phys. Status Solidi A, **135**, 519 (1993).
- [13] P. Lostak, S. Karamazov, J. Horak. Phys. Status Solidi A, **143**, 271 (1994).
- [14] L.R. Testardi, J.N. Bierly, F.J. Danahoe. J. Phys. Chem. Sol., **23**, 1209 (1962).
- [15] C.H. Champness, A.L. Kipling. J. Phys. Chem. Sol., **27**, 1409 (1966).
- [16] Дж. Займан. *Электроны и фононы* (М., ИЛ, 1962).
- [17] Ф. Блатт. *Физика электронной проводимости в твердых телах* (М., Мир, 1971).

Редактор Г.А. Оганесян

Regularities of behavior of temperature dependences of resistivity of crystals of solid solutions $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$)

*N.P. Stepanov¹, M.S. Ivanov², L.E. Stepanova¹,
L.V. Vinogradova²*

¹ Trans-Baikal State University,
672036 Chita, Russia

² Trans-Baikal Institute of Railway Transport,
672040 Chita, Russia

Abstract It is shown that the change in the resistivity of crystals of solid solutions $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) *p*-type in the temperature range preceding the onset of intrinsic conductivity is due not only to a change in the static relaxation time, the behavior of which in the temperature range from 80 to 300 K is determined mainly by carrier scattering on the vibrations of the crystal lattice, but also by changing the concentration of light holes. The latter is a consequence of the transition of charge carriers from the subzone of heavy holes to the subzone of light holes, as a result of which the concentration of light holes, which make the main contribution to electrical conductivity, decreases with increasing temperature. As a consequence, the plasmon energy proportional to the concentration of charge carriers also decreases with increasing temperature, and the energy of this transition, comparable to the plasmon energy, increases. In this regard, crystals $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ have a specific feature due to the convergence of the plasmon energy and the interband transition, which creates conditions for increasing the intensity of the electron-plasmon interaction.