

УДК 537.226.1:537.311.322
ББК В25

Артём Каусарович Гильфанов,
научный сотрудник,

Забайкальский государственный гуманитарно-педагогический университет
им Н. Г. Чернышевского (Чита, Россия) e-mail: artem_gilfanov@mail.ru

Алексей Андреевич Калашников,
старший преподаватель,

Забайкальский институт железнодорожного транспорта
(Чита, Россия) e-mail: zeleny.83@mail.ru

Николай Петрович Степанов,
доктор физико-математических наук,

Забайкальский государственный гуманитарно-педагогического университет
им. Н. Г. Чернышевского (Чита, Россия) e-mail: np-stepanov@mail.ru

**Исследование анизотропии плазменного резонанса в твёрдых растворах
теллурида висмута и теллурида сурьмы в инфракрасной области спектра
при температурах от 78 до 293 К¹**

Исследованы спектры отражения поляризованного инфракрасного излучения от кристаллов твёрдых растворов $(Bi_{2-x}Sb_x)Te_3$ ($0 < x < 1$) в диапазоне температур от 78 до 293 К в области возбуждения плазменных колебаний свободных носителей заряда. Обнаружено, что при увеличении количества Sb_2Te_3 в составе твёрдого раствора от 0 до 50 процентов, величина анизотропии плазменных частот и магнитной восприимчивости изменяется незначительно. Это свидетельствует о том, что в указанных кристаллах при температуре 293 К, вблизи уровня химического потенциала не происходит существенных изменений в составе групп свободных носителей заряда. Установлено, что для описания наблюдающейся анизотропии плазменных частот необходимо учитывать влияние тяжёлых дырок валентной зоны. Об этом же свидетельствуют и результаты исследования температурной зависимости спектров плазменного отражения, обнаруживающие закономерности, аналогичные аномальным температурным изменениям коэффициента Холла. Показано, что для описания уменьшения плазменных частот, наблюдающегося с ростом температуры, недостаточно увеличения эффективных масс носителей заряда в соответствии с выражением $m^* \sim T^{0,17}$, которое было получено при интерпретации результатов исследования температурной зависимости ряда кинетических коэффициентов. Эмпирическое правило Мосса $\varepsilon_\infty^2 E_g = \text{const}$ было использовано для оценки скорости уменьшения ширины термической запрещённой зоны $dE_g/dT = -1,6 \cdot 10^{-4}$ эВ/град в кристалле, содержащем 25 процентов Sb_2Te_3 .

Ключевые слова: спектр отражения, анизотропия коэффициента отражения, зонная структура, теллурид висмута, теллурид сурьмы.

Artyom Kausarovich Gilfanov,
Research Associate,

Zabaikalsky State Humanitarian Pedagogical University
named after N. G. Chernyshevsky (Chita, Russia), e-mail: artem_gilfanov@mail.ru

Aleksey Andreevich Kalashnikov
Assistant Professor,

Zabaikalsky Institute of Railway Transport (Chita, Russia), e-mail: zeleny.83@mail.ru

Nikolay Petrovich Stepanov

Doctor of Physics and Mathematics,
Zabaikalsky State Humanitarian Pedagogical University
named after N. G. Chernyshevsky (Chita, Russia), e-mail: np-stepanov@mail.ru

**Studying Anisotropy of Plasma Resonance in Solid Solutions of Bismuth
Telluride and Antimony Telluride in the Infrared Spectrum at Temperatures
Ranging from 78 to 293 K**

The article investigates reflection spectra of polarized infrared radiation from $(Bi_{2-x}Sb_x)Te_3$ ($0 < x < 1$) solid solution crystals in the temperature range from 78 to 293

¹Работа выполнена в рамках реализации АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы».

K, in the area of free carriers plasma oscillations excitation. It finds that with the increasing amount of Sb_2Te_3 in solid solutions composition from 0 to 50 percent the value of anisotropy of plasma frequencies and magnetic susceptibility varies only slightly. This suggests that in given crystals at the temperature of 293 K near the chemical potential level there are no significant changes in the composition of groups of free carriers. To describe the observed anisotropy of the plasma frequencies it is necessary to take into consideration the impact of heavy holes in the valence band. It is also confirmed by the results of the study of the temperature dependence of plasma reflection spectra that reveal regularities similar to the anomalous temperature variations of the Hall coefficient. It shows that to describe the decrease in plasma frequencies observed with the increase in temperatures, the enlargement of effective mass of charge carriers according to the expression $m^* \sim T^{0.17}$ is insufficient. This expression was obtained by interpreting the results of the study of temperature dependence of some kinetic coefficients. The empirical Moss rule $\varepsilon_\infty^2 E_g = \text{const}$ was used to estimate the rate of the thermal band gap decrease $dE_g/dT = -1,6 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ in a crystal containing 25 percent of Sb_2Te_3 .

Keywords: reflection spectrum, anisotropy of the reflection coefficient, band structure, bismuth tel-luride, antimony telluride.

Введение

Твёрдые растворы $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ продолжают оставаться предметом многочисленных и разносторонних экспериментальных исследований, вследствие их большой практической значимости для термоэлектрического материаловедения. Вместе с тем, остаётся актуальной задача проведения дополнительных исследований параметров зонной структуры и её перестройки при изменении состава твёрдого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ и температуры. Решение указанной задачи предполагает использование разнообразных подходов. Одним из них является исследование анизотропии физических свойств, например, анизотропии плазменного отражения и магнитной восприимчивости. Действительно, сложная решётка, в которой кристаллизуются твёрдые растворы $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$, приводит к значительной анизотропии физических свойств, учёт и исследование которой позволяют судить об изменениях, происходящих в валентной зоне или зоне проводимости в зависимости от изменения состава или температуры. Исследованию анизотропии гальваномагнитных свойств $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ посвящены многочисленные работы, обзор которых приведён в монографии [1]. Результаты исследования анизотропии плазменных частот ω_p в рассматриваемых материалах отражены в работах [13; 14; 16]. Анализ указанных работ позволяет утверждать, что анизотропия плазменного отражения кристаллов твёрдых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$, и особенно её зависимость от температуры, исследована недостаточно подробно. Результаты исследования анизотропии магнитной восприимчивости χ кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$, приведённые в работах [8; 12; 15], имеют противоречивый характер, что актуализирует задачу исследования χ с привлечением современных технических средств. Необходимо отметить, что именно исследование анизотропии плазменных частот и магнитной восприимчивости, которые, как известно, напрямую не зависят от интенсивности рассеяния носителей заряда, выполненное на одних и тех же кристаллах, может дать дополнительную информацию о важнейших характеристиках материала.

В связи с вышеизложенным, целью настоящей работы явилось исследование анизотропии плазменных частот и магнитной восприимчивости кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ в зависимости от соотношения компонентов в составе твёрдого раствора и температуры, а также обнаружение корреляции в поведении оптических, магнитных и гальваномагнитных характеристик этих материалов.

Кристаллы и образцы

Исследовались монокристаллы твёрдых растворов системы $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$, содержащие 0, 10, 25, 40, 50 мол. % Sb_2Te_3 , выращенные методом Чохральского в институте металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН. В качестве исходных материалов использовались Te , Sb , Bi , содержащие 99.9999 массовых % основного вещества. Химический состав выращенных монокристаллов определялся методом атомно-адсорбционной спектрометрии. Качество монокристаллов контролировалось методом рентгеновской дифракционной топографии.

Исследованные монокристаллы имели толщину 15–20 мм, хорошо выраженные плоскости спайности и массу 200–300 г. Образцы для оптических и магнитных измерений вырезались из слитка при

помощи электроискровой резки, и затем очищались травлением. Характерные размеры образцов для оптических измерений $10 \times 8 \times 6$ мм и для магнитных измерений $2 \times 2 \times 4$ мм.

Методика и техника эксперимента

Регистрировались спектры отражения неполяризованного и поляризованного излучения как от свежеприготовленного скола кристалла по плоскости спайности, обладающей зеркальным блеском, так и от полированной поверхности, содержащей оптическую ось кристалла C_3 . Угол падения излучения на образец не превышал 8 градусов.

Измерения $R(\nu)$ при температуре $T = 293$ К проводились на фурье-спектрометрах PERKIN ELMER 1720X и SHIMADZU FTIR-8400S в диапазоне $400\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ с разрешением 1 см^{-1} . Низкотемпературные измерения от 78 до 293 К были выполнены на фурье-спектрометре BRUKER IFS-113V в диапазоне $50\text{--}600\text{ см}^{-1}$ с разрешением 1 см^{-1} .

В данной работе приведены и результаты исследований магнитной восприимчивости при температуре 293 К, которые проводились в магнитных полях до 30 кЭ на сверхпроводящем квантовом интерферометре Джозефсона (SQUID-магнетометре) при двух ориентациях вектора напряженности магнитного поля H по отношению к C_3 ($H||C_3$ и $H \perp C_3$).

Экспериментальные результаты

Результаты оптических измерений представлены на рис. 1, на котором приведены спектры отражения двух образцов ($\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$) с $x = 0$ и 0.8 , имеющие вид, характерный для плазменного резонанса свободных носителей заряда. Как видно из рис. 1, в спектрах наблюдается минимум отражения, положение и глубина которого зависят от процентного содержания Sb_2Te_3 в твердом растворе $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$, температуры, а также от взаимной ориентации вектора напряженности E падающего электромагнитного излучения и оптической оси кристалла C_3 .

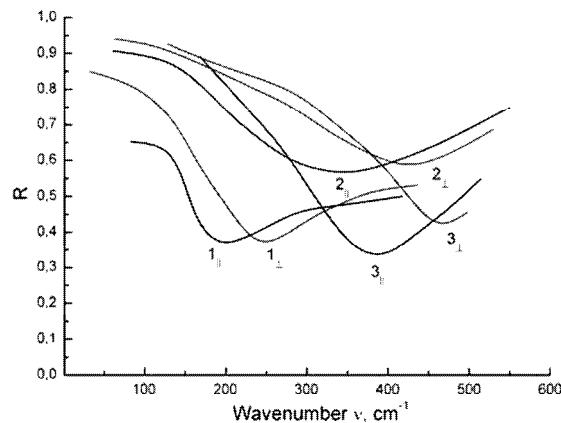


Рис. 1. Спектры отражения поляризованного излучения образцов: $1_{\perp}, 1_{||} - \text{Bi}_2\text{Te}_3, T = 293$ К; $2_{\perp}, 2_{||} - \text{Bi}_{1,2}\text{Sb}_{0,8}\text{Te}_3, T = 293$ К; $3_{\perp}, 3_{||} - \text{Bi}_{1,2}\text{Sb}_{0,8}\text{Te}_3, T = 78$ К.
Индексы $||$ и \perp означают, что $E||C_3$ и $E \perp C_3$ соответственно

Наблюдающееся изменение положения плазменных минимумов от состава твердого раствора обусловлено изменением концентрации свободных носителей заряда p (дырок), увеличивающейся с ростом количества Sb_2Te_3 . Анизотропия плазменного отражения связана с анизотропией эффективных масс носителей заряда и диэлектрической проницаемости [14]. Все полученные спектры обрабатывались при помощи соотношений Крамерса-Кронига, позволяющих из спектра коэффициента отражения рассчитать спектральные зависимости действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей функции диэлектрической проницаемости, а также функции энергетических потерь $-\text{Im } \epsilon^{-1} = \epsilon_2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{-1}$, характеризующей скорость производства энтропии в системе. Общая картина изменения анизотропных плазменных частот, определяемых по максимуму функции энергетических потерь, в соответствии с методикой, описанной в работе [5], в зависимости от состава твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$, представлена на рис. 2.

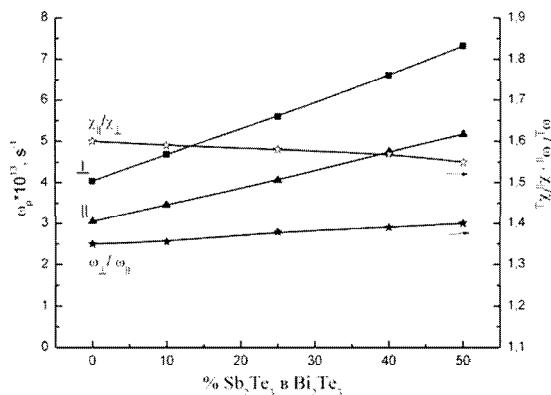


Рис. 2. Изменение плазменных частот, их анизотропии $\omega_{p\perp}/\omega_{p\parallel}$ и анизотропии магнитной восприимчивости $|\chi_{\parallel}|/|\chi_{\perp}|$ в зависимости от состава твёрдого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ при температуре 293 К

На этом же рисунке приведены и результаты исследования анизотропии плазменных частот и магнитной восприимчивости, полученные при температуре 293 К. Как видно из рисунка, наблюдается незначительное изменение анизотропии ω_p и χ при увеличении количества Sb_2Te_3 в составе твёрдого раствора. Обращает на себя внимание тот факт, что $\omega_{p\perp} > \omega_{p\parallel}$, в то время как $|\chi_{\parallel}| > |\chi_{\perp}|$. Это обстоятельство связано с тем, что величина магнитной восприимчивости свободных носителей заряда зависит от соотношения парамагнитного вклада Паули и доминирующего в исследуемых материалах диамагнитного вклада Ланда-Пайерлса.

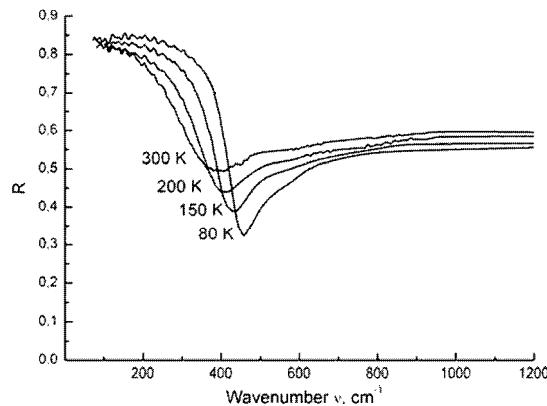


Рис. 3. Спектры отражения образца $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$ в зависимости от температуры $E \perp C_3$

На рис. 3 приведена динамика изменения спектров плазменного отражения, полученных от скола образца $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$ по плоскости спайности $E \perp C_3$, в зависимости от температуры. Смещение плазменного минимума в низкочастотную область спектра, наблюдающееся при увеличении температуры, требует анализа, учитывая температурное изменение поляризационного фона кристалла ϵ_{∞} , концентрации дырок p и эффективных масс носителей заряда m^* . Обращает на себя внимание и динамика изменения величины коэффициента отражения в высокочастотной области спектра R_{∞} . Как видно из рис. 3, R_{∞} монотонно увеличивается с ростом температуры, что свидетельствует и об увеличении ϵ_{∞} , так как при изменении частоты $\omega \rightarrow \infty$ $R \rightarrow \left(\frac{\epsilon_{\infty}^{0.5} - 1}{\epsilon_{\infty}^{0.5} + 1}\right)^2$ [7].

Изменение величины плазменных частот и их анизотропии от температуры для кристалла $\text{Bi}_{1.2}\text{Sb}_{0.8}\text{Te}_3$, характерное и для других образцов, исследованных в данной работе, приведено на рис. 4. Как видно из рисунка, наблюдается увеличение анизотропии плазменных частот с ростом температуры, что свидетельствует не только о количественных, но и возможных качественных изменениях в составе носителей заряда вблизи уровня химического потенциала с повышением темпе-

ратуры.

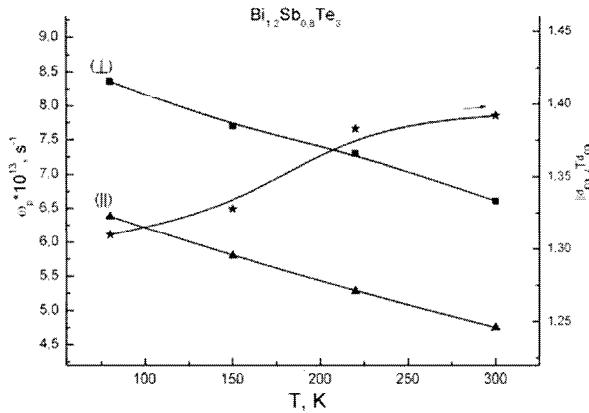


Рис. 4. Температурная зависимость величины плазменных частот и их анизотропии $\omega_{p\perp}/\omega_{p\parallel}$ образца $\text{Bi}_{1.2}\text{Sb}_{0.8}\text{Te}_3$

Анализ экспериментальных результатов

Как видно из рис. 1 и рис. 2, для всех исследованных кристаллов $\omega_{p\perp\min} > \omega_{p\parallel\min}$. В соответствии с выражением

$$\omega_p^2 = \frac{e^2}{\epsilon_\infty \epsilon_0} \cdot \frac{p}{m^*} \quad (1)$$

наблюдающаяся анизотропия плазменных частот обусловлена анизотропией высокочастотной диэлектрической проницаемости ϵ_∞ и эффективной массы носителей заряда m^* . Для выделения вклада в анизотропию от m^* целесообразно рассмотреть отношение

$$A_m \exp = \frac{\omega_{p\perp}^2 \epsilon_{\infty\perp}}{\omega_{p\parallel}^2 \epsilon_{\infty\parallel}}. \quad (2)$$

Учитывая анизотропию высокочастотной диэлектрической проницаемости, которая в исследованных кристаллах $\epsilon_{\infty\perp}/\epsilon_{\infty\parallel} \approx 1,6$, а также то, что при температуре 293 K $\omega_{p\perp}^2/\omega_{p\parallel}^2 \approx 1,82$, получим $A_m \exp = m_{\parallel}^*/m_{\perp}^* \approx 2,91$, и таким образом $m_{\perp}^* < m_{\parallel}^*$.

Рассмотрим, насколько это соответствует представлениям о кристаллической структуре рассматриваемых материалов. Как уже было отмечено, кристаллы Bi_2Te_3 и твёрдых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ обладают симметрией $R3m$. Элементами симметрии таких кристаллов являются центр инверсии, ось третьего порядка, проходящие через неё три плоскости отражения и три оси второго порядка, перпендикулярные оси третьего порядка [1]. Рассматриваемая симметрия $R3m$ приводит к многодолинному типу зонной структуры. Для объяснения комплекса гальваномагнитных коэффициентов Bi_2Te_3 с ярко выраженной и значительной анизотропией эффекта Холла, наблюдающейся в n и p типе Bi_2Te_3 , Драбблом и Вольфом рассматривался вариант зонной структуры, содержащей 6 эллипсоидов, центрированных на осях плоскостей симметрии, причём одна из осей эллипсоида, совпадает по направлению с осью второго порядка [11]. Для шестиэллипсоидальной модели Драббла-Вольфа операции симметрии, связывающие эллипсоиды постоянной энергии, приводят к зависимости энергии от волнового вектора в системе координат, связанной с осями кристалла, имеющей следующий вид (после учёта равенства нулю недиагональных коэффициентов $\alpha_{12} = \alpha_{23} = 0$ для эллипсоида, центрированного на плоскости отражения xz):

$$\epsilon(k) = \hbar^2/2m_0(\alpha_{11}k_1^2 + \alpha_{22}k_2^2 + \alpha_{33}k_3^2 + 2\alpha_{13}k_1k_3). \quad (3)$$

Исходя из этого выражения, для шестиэллипсоидальной модели Драббла-Вольфа эффективная масса восприимчивости для измерений вдоль оси C_3 m_{\parallel}^* , и перпендикулярно ей m_{\perp}^* , определяется следующим образом:

$$\frac{1}{m_{\parallel}^*} = \frac{\alpha_{33}}{m_0}, \quad \frac{1}{m_{\perp}^*} = \frac{\alpha_{11} + \alpha_{22}}{2m_0}, \quad (4)$$

где $\alpha_{11} = c^2\alpha_1 + s^2\alpha_3$, $\alpha_{22} = \alpha_2$, $\alpha_{33} = s^2\alpha_1 + c^2\alpha_3$, $c = \cos\nu$, $s = \sin\nu$, а ν – угол наклона эллипсоида, центрированного на плоскости отражения xz , к оси кристалла y . Ось C_3 направлена вдоль z . В $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ угол $\nu \approx 24^\circ$. Подстановка компонент тензора эффективных масс для $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ [1] в выражение

$$\frac{1}{\alpha_1} = \frac{m_0}{m_1} = 0,43, \quad \frac{1}{\alpha_2} = \frac{m_0}{m_2} = 0,048, \quad \frac{1}{\alpha_3} = \frac{m_0}{m_3} = 0,19 \quad (5)$$

позволяет получить $m_\perp^* = 0,09m_0$, $m_{||}^* = 0,22m_0$, откуда $A_{m\text{ theor}} = m_{||}^*/m_\perp^* \approx 2,44$, т. е. $m_\perp^* < m_{||}^*$, что согласуется с результатами исследования анизотропии плазменного отражения. Таким образом, использование параметров валентной зоны теллурида висмута даёт возможность на качественном уровне объяснить наблюдающуюся анизотропию плазменного отражения. Отметим, что значение $A_{m\text{ theor}} = m_{||}^*/m_\perp^* \approx 2,44$ отличается от $A_{m\text{ exp}} = m_{||}^*/m_\perp^* \approx 2,91$, полученного из результатов исследования плазменного отражения. Это обстоятельство указывает на возможное влияние другой группы носителей заряда, также находящихся в валентной зоне.

О существовании подзоны тяжёлых дырок в глубине валентной зоны свидетельствуют и данные температурных измерений плазменного отражения. Так, на рис. 1 и рис. 3 наблюдается смещение плазменных минимумов в низкочастотную область спектра при увеличении температуры. Моделирование спектров отражения, представленных на рис. 3, в рамках классической электронной теории позволяет получить значения ω_p , ϵ_∞ и оптических времён релаксации τ_{opt} , приведённые в таблице, из которой видна динамика изменения перечисленных параметров. Учитывая изменение значений ω_p и ϵ_∞ с ростом температуры от 85 К до 293 К, в соответствии с выражением (1), получим, что соотношение p/m^* уменьшается в 1,47 раза.

Аналогичная картина уменьшения плазменных частот с температурой наблюдалась и в кристаллах висмут-сурьма, легированных акцепторной примесью олова [6], в которых рост температуры приводит к увеличению ширины запрещённой зоны в L -точке зоны Бриллюэна, и, как следствие, к уменьшению концентрации лёгких дырок. Это, вероятнее всего, и является доминирующей причиной уменьшения соотношения p/m^* . Однако, в кристаллах твёрдых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$, в отличие от кристаллов висмут-сурьма, рост температуры сопровождается уменьшением ширины термической запрещённой зоны [1]. Об этом свидетельствуют и результаты наших исследований. Так, из рис. 3 видно, что ϵ_∞ увеличивается с ростом температуры. Это даёт возможность, используя эмпирическое соотношение Мосса

$$\epsilon_\infty^2 E_g = \text{const}, \quad (6)$$

хорошо выполняющееся для типичных полупроводников, найти скорость изменения E_g по температурному изменению ϵ_∞ [2]. Расчёт показывает, что в соответствии с (6) наблюдается уменьшение E_g от 125 мэВ при $T = 85$ К до 90 мэВ при $T = 293$ К, откуда следует, что $dE_g/dT = -1,6 \cdot 10^{-4}$ эВ/град, что в четыре раза больше значения $dE_g/dT = -0,4 \cdot 10^{-4}$ эВ/град (в следующих работах, обзор которых приведён в [1]), но совпадает со значением dE_g/dT , определённым в работе [10]. В любом случае уменьшение термической ширины запрещённой зоны с ростом температуры не способствует уменьшению концентрации носителей заряда, а, следовательно, возможность уменьшения плазменных частот за счёт снижения концентрации носителей заряда в рамках однозонной модели необходимо исключить. В связи с этим, полагая, что в рассматриваемом образце $\text{Bi}_{1.2}\text{Sb}_0.8\text{Te}_3$ концентрация дырок p при увеличении температуры не изменяется, можно полагать, что уменьшение соотношения p/m^* в 1,47 раза всецело обусловлено увеличением эффективных масс носителей заряда. Причём, 1,47 – это минимальное значение, характеризующее изменение m^* , и даже небольшой рост концентрации с температурой должен приводить к более быстрому увеличению m^* .

В соответствии с рис. 2, при увеличении количества Sb_2Te_3 в составе твёрдого раствора до 50 процентов, величина анизотропии плазменных частот и магнитной восприимчивости изменяется слабо. Это свидетельствует о том, что при температуре 293 К в исследованных в данной работе кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 1$), вблизи уровня химического потенциала не происходит существенных изменений в составе групп свободных носителей заряда. Возможно, это связано с тем, что подзона тяжёлых дырок при увеличении количества Sb_2Te_3 в составе твёрдого раствора либо не изменяет своего положения, либо медленно смещается в глубину валентной зоны. Действительно, результаты предшествующих исследований свидетельствуют о том, что в Bi_2Te_3 потолок подзоны тяжёлых дырок расположен примерно на 20–30 мэВ ниже потолка подзоны лёгких дырок [3], а в Sb_2Te_3 указанный энергетический зазор составляет уже 230 мэВ [9].

Заключение

В заключение необходимо отметить, что полученные в ходе исследования анизотропии плазменного отражения и магнитной восприимчивости кристаллов твёрдых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 1$) результаты хорошо согласуются между собой и результатами гальваномагнитных исследований. Из этого следует, что оптические и магнитные свойства рассматриваемых материалов, а также их анизотропия, во многом обусловлены влиянием свободных носителей заряда. Это обстоятельство открывает возможность исследования параметров зонной структуры и энергетического спектра носителей заряда твёрдых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_3-\text{Sb}_2\text{Te}_3$ в широком диапазоне температур и составов, с использованием современных высокочувствительных средств фурьеспектроскопии и SQUID магнетометрии, обладающих несомненным преимуществом, заключающимся в отсутствии прямой зависимости плазменных частот и магнитной восприимчивости от влияния механизмов рассеяния носителей заряда, что значительно упрощает задачу интерпретации экспериментальных результатов.

Список литературы

1. Гольцман Б. М., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М.: Наука, 1972.
2. Мосс Т., Баррелл Г., Эллис Б. Полупроводниковая электроника. М.: Мир, 1965. 382 с.
3. Сологуб В. В., Галицкая А. Д., Парфеньев Р. В. ФТП. 14, 915 (1972).
4. Степанов Н. П. Электрон-плазмонное взаимодействие в висмуте, легированном акцепторной примесью // Известия высших учебных заведений. Физика. 2004. № 3. С. 33–42.
5. Степанов Н. П., Грабов В. М. Оптические эффекты, обусловленные совпадением энергии плазменных колебаний и межзонного перехода в легированных акцепторной примесью кристаллах висмута // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 92. № 5. С. 794–798.
6. Степанов Н. П., Грабов В. М. Температурная зависимость спектров плазменного отражения кристаллов висмут-сульфа // ФТП. 2001. Т. 35. № 6. С. 734–738.
7. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М: Наука, 1977. 366 с.
8. Itterbeek A. Van, Deynse N. Van, Herinckx C. Measurements of the magnetic anisotropy of single crystals of Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 and compounds of them between room temperature and 1.3 K // Physica. 1966. № 32. P. 2123–2128.
9. Ronlund B., Beckman O., Levy H. Doping properties of Sb_2Te_3 indicating a two valence band model // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1965. № 26. P. 1281–1286.
10. Dennis J. H. Anisotropy of thermoelectric power in bismuth telluride. Laboratory of electronics. Massachusetts Institute of Technology: 1961. 52 p.
11. Drabble J. R., Wolfe R. Anisotropic Galvanomagnetic Effects in Semiconductors // Proceedings of the Physical Society. Section B. 1956. № 69. P. 1101–1109.
12. Matyas. M. The susceptibility of selenides and tellurides of heavy elements // Czechosl. J. Phys. 1958. № 8. P. 309–314.
13. Stordeur M., Stolzer M., Sobotta H., Riede V. Investigation of the valence band structure of thermoelectric $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. № 150. P. 165–176.
14. Groth R., Schnabel P. Bestimmung der anisotropie der effektiven masse in $n-\text{Bi}_2\text{Te}_3$ durch reflexionsmessungen im ultraroten // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1964. № 25. P. 1261–1267.
15. Mansfield R. The magnetic susceptibility of bismuth telluride // Proc. Phys. Soc., 74, 599 (1960). 1960. № 74. P. 599–603.
16. Sehr R., Testardi L. R. The optical properties of *p*-type $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Sb}_2\text{Te}_3$ alloys between 2–15 microns // Journal of Applied Physics. 1962. № 23. P. 1219–1224.

Статья поступила в редакцию 25.02.2012 г.