

УДК 537.226.1: 537.311.322
ББК 22.37.0

*Николай Петрович Степанов¹,
доктор физико-математических наук, профессор,
Забайкальский государственный университет,
672039, Россия, г. Чита, ул.Александро-Заводская, 30,
e-mail: np-stepanov@mail.ru*

*Лилия Эдуардовна Степанова,
Забайкальский государственный университет,
672039, Россия, г. Чита, ул.Александро-Заводская, 30,
e-mail: slilya61@mail.ru*

*Анастасия Сергеевна Лозовская,
магистр по направлению подготовки «химия»,
Забайкальский институт предпринимательства,
672086, Россия, г. Чита, ул. Ленинградская, 16,
e-mail: nastya15.86@mail.ru*

Экспериментальное определение статических и оптических времён релаксации в теллуридах висмута и сурьмы

На основе исследований электропроводности и плазменного отражения кристалла $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$ получены закономерности температурного поведения статических и оптических времён релаксации в диапазоне от 85 до 300 К. Установлено, что температурная зависимость статического времени релаксации в диапазоне 85–150 К соответствует рассеянию вырожденных, а в диапазоне 200–300 К — невырожденных носителей заряда на акустических колебаниях решётки. Обнаружено расхождение значений статических и оптических времён релаксации, коррелирующее со сближением энергии плазмонов и переходов носителей между неэквивалентными экстремумами валентной зоны.

Ключевые слова: статическое и оптическое время релаксации, электропроводность, плазменный резонанс, межзонные переходы, электрон-плазмонное взаимодействие.

¹Вклад: Разработана методика определения статических времён релаксации на основании данных экспериментального исследования температурных зависимостей электропроводностей плазменного отражения кристаллов $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$.

Nikolay Petrovich Stepanov¹,
 Doctor of Physical and Mathematics, Professor,
 Transbaikal State University,
 30 Aleksandro-Zavodskaya St., Chita, Russia, 672039,
 e-mail: np-stepanov@mail.ru

Liliya Eduardovna Stepanova,
 Transbaikal State University,
 30 Aleksandro-Zavodskaya St., Chita, Russia, 672039,
 e-mail: slilya61@mail.ru

Anastasiya Sergeevna Lozovskaya,
 Master of the direction of training chemistry,
 Transbaikal institute of business,
 672086, Chita, Leningradskaya str., 16,
 e-mail: nastya15.86@mail.ru

Experimental Determination of the Static and Optical Relaxation Times in Bismuth Telluride and Antimony

On the basis of researches of electrical conductivity and plasma reflection of crystal of $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$ the regularities of temperature reaction of static and optical times of relaxation in the range from 85 to 300 K were received. It was found, that temperature dependence of static time of relaxation in the range of 85–150 K corresponds to dispersion degenerate, and in the range of 200–300 K — non-degenerate carriers of charge on acoustic fluctuations of lattice. The divergence of values of static and optical times of relaxation correlating with rapprochement of energy of plasmons and transitions of carriers between nonequivalent extremum of valence zone is revealed.

Keywords: static and optical time of a relaxation, conductivity, plasma resonance, interzonal transitions, electron-plazmon interaction.

Введение

Знание температурной зависимости статических времён релаксации в полупроводниках открывает путь к интерпретации температурного поведения ряда кинетических коэффициентов, играющих заметную роль в практических применениях материала. Однако получение достоверной информации о величине статического времени релаксации свободных носителей заряда и его температурной зависимости осложнено тем, что экспериментально определяемые физические величины зависят от целого ряда параметров, которые сами являются функциями температуры. Например, коэффициент электропроводности зависит от таких параметров, как время релаксации, концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда, закономерности температурного изменения каждого из которых могут формироваться несколькими одновременно действующими механизмами. Поэтому из данных об электропроводности сложно извлечь информацию о времени релаксации и о его зависимости от температуры. В связи с этим большой массив экспериментальных данных о величине электропроводности полупроводникового материала, методика измерения которой при различных температурах хорошо отработана, зачастую не используется в полной мере.

Так, на рис. 1 приведены результаты исследования зависимости электропроводности от температуры кристаллов $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$, полученные в работе [1, с. 810], из которых

¹Contribution: The method of determination of static relaxation times on the basis of an experimental study of the temperature dependence of the electrical plasma reflection crystals $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$.

следует, что в широком интервале температур и составов поведение электропроводности должно определяться существенным изменением интенсивности релаксационных процессов. В связи с этим, актуальной является задача проведения такого рода исследований, из которых можно было бы получить достоверные данные о температурном поведении времени релаксации. Решения этой задачи можно добиться, используя данные об электропроводности материала, если при помощи какого-либо дополнительного эксперимента получить информацию о температурной зависимости величины концентрации p и эффективной массы m^* свободных носителей заряда, или их отношения p/m^* , входящего в выражение для электропроводности

$$\sigma = \frac{(p \times e^2)}{m^*} \times \tau_{st}, \quad (1)$$

в котором e — заряд электрона, τ_{st} — усреднённое статическое время релаксации. В данной работе таким дополнительным экспериментом явилось исследование спектров плазменного отражения, которое позволяет установить величину отношения p/m^* при температуре фиксации спектра. Это оказывается возможным благодаря тому, что величина плазменной частоты ω — резонансной частоты колебаний коллективизированных свободных носителей заряда относительно ионного остова как единого целого, может быть определена из выражения

$$\omega^2 = \frac{(pe^2)}{(m^* \times \varepsilon_0) \times \varepsilon_\infty}, \quad (2)$$

в которое кроме диэлектрической постоянной ε_0 и величины, характеризующей поляризационный фон кристалла в высокочастотном диапазоне ε_∞ , входит отношение p/m^* . Определив в ходе оптического эксперимента значения ω_p^2 и ε_∞ , имеем возможность рассчитать значение $\tau_{sr} = (\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \setminus \sigma)^{-1}$, при условии знания величины электропроводности образца, определённой на постоянном токе при той же температуре, при которой фиксировался спектр плазменного отражения. Повторяя описанную процедуру для ряда температур, можно получить зависимость $\tau_{st}(T)$.

Отметим, что в рамках рассматриваемого подхода τ_{st} представляет собой усреднённый параметр. Даже если в обеспечении проводимости в кристаллах со сложной зонной структурой участвуют несколько (j) групп носителей заряда, то в этом случае получим:

$$\sigma = \sum_j \sigma_j = \sum_j \left(\frac{e^2 n \tau_{st}}{m^*} \right)_j = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \sum_j (\omega_p^2 \tau_{st})_j = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \langle \tau_{st} \rangle. \quad (3)$$

В данной работе описанный подход к определению усреднённых статических времён релаксации и их температурной зависимости был применён для кристалла $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$, спектры отражения которого, полученные в геометрии $E \perp C_3$, где C_3 — тригональная ось кристалла, а E — вектор напряжённости электрического поля падающей электромагнитной волны, приведены на рис. 2. В такой геометрии оптического эксперимента отраженный сигнал формируется колебаниями свободных носителей заряда относительно ионного остова, происходящими в направлении перпендикулярном C_3 , в котором и производились измерения электропроводности $\sigma \perp$, представленные на рис. 1.

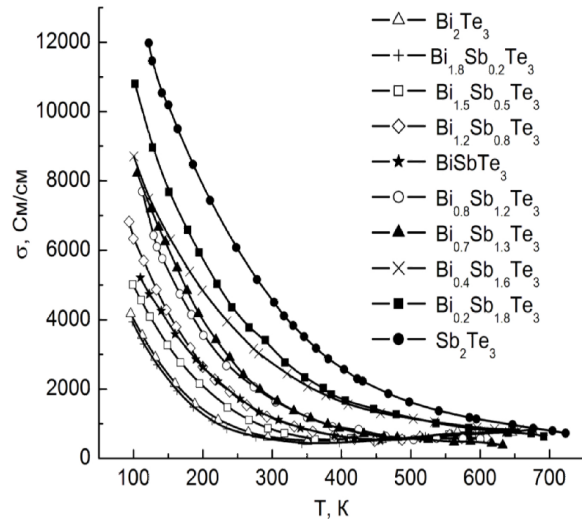


Рис. 1. Зависимость электропроводности от состава и температуры твёрдого раствора $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ [1]. Электропроводность определялась вдоль направления перпендикулярного тригональной оси кристалла z .

Методика и техника эксперимента

Монокристаллы твёрдых растворов системы $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Sb}_2\text{Te}_3$ относятся к кристаллам ромбоэдрической сингонии с пространственной группой типа: D_{2d}^5 по международной классификации или $R\bar{3}m$ по классификации Федорова. Из-за наличия слоистой структуры Bi_2Te_3 легко скалывается по плоскости спайности (0001), обладающей зеркальным блеском. Исследованный монокристалл был выращен в Институте металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова методом Чохральского. В качестве исходных материалов использовались Te , Sb , Bi , содержащие 99,9999 массовых процента основного вещества.

Измерение спектров коэффициента отражения R при различных температурах проводилось на фурье-спектрометре BRUKER IFS-113V. Использовался испарительный криостат “Oxford”, конструкция которого обеспечивает плавную регулировку температуры в диапазоне 4–300 К и её стабилизацию с точностью не хуже 2 К. Регистрировались спектры отражения неполяризованного излучения от свежеприготовленного скола кристалла по плоскости спайности. Более детальное описание методики и техники оптического эксперимента, а также технологии подготовки образцов к измерениям приведено в работе [2, с. 967], в которой также приводится методика определения значений плазменной частоты ω_p , поляризационного фона кристалла ε_∞ , и τ_{opt} — усреднённого времени релаксации свободных носителей заряда на оптических частотах, рассчитывающегося по ширине линии функции энергетических потерь $-Im\varepsilon^{-1} = \varepsilon_2(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{-1}$. Спектральные зависимости действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей функции диэлектрической проницаемости получаются после расчёта по соотношениям Крамерса-Кронига, спектральной зависимости фазового угла θ отражённого луча

$$\theta(\omega_0) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{ImR^{0.5}(\omega)d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (4)$$

где $\theta(\omega_0)$ — фазовый угол отражённой электромагнитной волны на некоторой частоте ω_0 . Зная спектральную зависимость коэффициента отражения $R(\omega)$ и $\theta(\omega)$, можно восстановить частотные зависимости действительной $\varepsilon_1 + 1$ и мнимой ε_2 частей функций диэлектрической проницаемости, а также энергетических потерь $-Im\varepsilon^{-1}$, характеризующей скорость производства энтропии в системе.

Параметры, характеризующие плазменные колебания в исследованном кристалле при различных температурах, приведены в таблице, из которой видно, что $\varepsilon_{\infty\perp}$ увеличивается, а отношение p/m^* уменьшается с ростом температуры, что обеспечивает наблюдаемое на рис. 2 смещение плазменного минимума в низкочастотную область спектра и коррелирует с наблюдающейся в данных материалах аномальной температурной зависимостью коэффициента Холла [3, с. 320]. Ниже мы вернёмся к обсуждению эффекта увеличения коэффициента Холла с ростом температуры в твёрдых растворах $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$, а пока отметим, что, как следует из таблицы, электропроводность кристалла $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$ в диапазоне температур от 85 до 300 К уменьшается в 7,4 раза, а статическое время релаксации – только в 5,1 раза. Из этого следует, что уменьшение электропроводности частично связано и с уменьшением соотношения p/m^* .

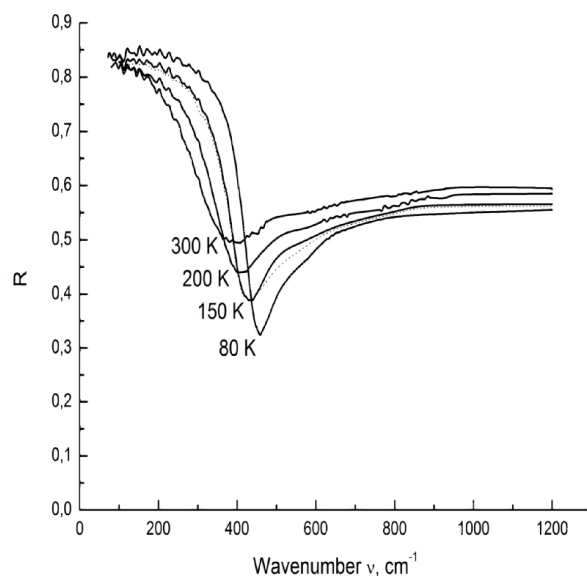


Рис. 2. Спектры плазменного отражения кристалла $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$ при различных температурах. $\perp C_3$.

Анализ экспериментальных результатов

Известно, что при температурах выше 100 К в нелегированных кристаллах решёточное рассеяние доминирует над примесным [3, с. 320]. В соответствии с теоретическим описанием акустического механизма рассеяния, для сильно вырожденных носителей заряда время релаксации приблизительно пропорционально T^{-1} , а для невырожденных – T^{-2} . На рис. 3 приведена экспериментальная температурная зависимость статического времени релаксации, построенная в соответствии с данными таблицы, а также модельные кривые, характеризующие поведение $\tau(T)$ при рассеянии на акустических колебаниях кристаллической решётки носителей заряда, находящихся в вырожденном и невырожденном состояниях. Как видно из рис. 3, в диапазоне температур от 85 до 150 К, наклон экспериментальной кривой $\tau_{st}(T)$ ближе к 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 вырождение снимается в диапазоне температур от 150 до 200 К. Отметим, что в диапазоне от 120 до 220 К наблюдается отклонение температурной зависимости термоэдс данного кристалла от линейной, что также свидетельствует о начале перехода электронной системы от вырожденного состояния к невырожденному [1, с. 810]. Таким образом, есть основания считать, что полученные значения статического времени релаксации свободных носителей заряда исследованного кристалла в диапазоне температур от 85 до 300 К достоверны, а вид температурной зависимости $\tau_{st}(T)$ реалистично отражает процессы, происходящие в его электронной

системе, и соответствует теоретическим представлениям. Это обстоятельство позволяет с большим доверием подойти и к результатам расчёта отношения p/m^* , которое, как следует из табл. 1, уменьшается в диапазоне от 85 до 300 К в 1.47 раза.

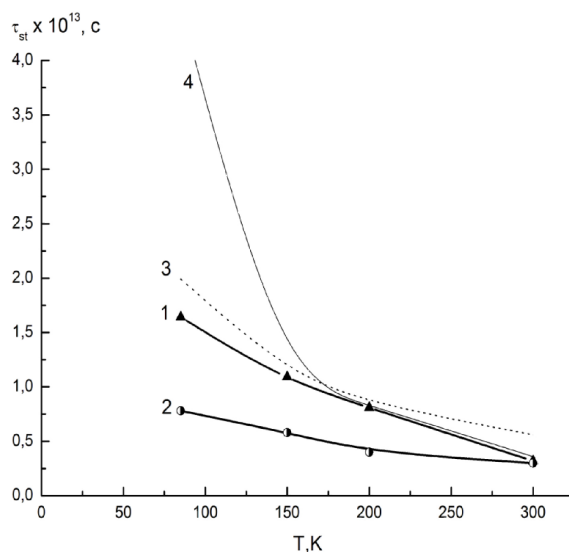


Рис. 3. Температурная зависимость статического τ_{st} времени релаксации кристалла $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3 - 1$, а также модельные кривые, характеризующие поведение $\tau(T)$ в вырожденном – 2 и невырожденном – 3 состояниях электронной системы

Таблица

Характеристики прессовок и спечённых образцов серебра и образцов состава 90 %Ag + 10 %Y₂O₃

T, K	$\omega_{pT} \times 10^{-3}, c^{-1}$	$\epsilon_{\infty \perp}$	$\bar{\tau}_{opt} \times 10^{13}, c$	$\sigma \times 10^{-6}, [om^{-1} \times m^{-1}]$	$\frac{p}{m^*} \times 10^{-56}, [m^3 \times kg^{-1}]$	$\bar{\tau}_{st} \times 10^{13}, c$	$\frac{\bar{\tau}_{ct}}{\bar{\tau}_{opt}}$
85	8.20	54	0.78	0.52	1.25	1.64	2.10
150	7.52	60	0.58	0.32	1.17	1.09	1.88
200	6.91	62	0.45	0.21	1.02	0.81	1.80
300	6.21	63	0.31	0.07	0.85	0.32	1.03

Действительно, наблюдаемое уменьшение электропроводности с ростом температуры только отчасти может быть объяснено уменьшением статического времени релаксации, а следовательно, изменяются и другие параметры, характеризующие состояние электронной системы материала, такие как концентрация свободных носителей заряда и их эффективная масса. Причём, если считать, что в интервале температур от 85 до 300 К эффективная масса изменяется незначительно, то уменьшение соотношения p/m^* будет всецело определяться уменьшением концентрации свободных носителей заряда. Моделирование температурных зависимостей магнитной восприимчивости данного кристалла, полученных на СКВИД — магнетометре, выполненное в работе [4, с. 1004], показывает, что эффективная масса при увеличении температуры от 50 до 200 К слабо уменьшается, а затем растёт, и при 300 К практически равна её значению при 80 К.

Заметим, что уменьшение концентрации лёгких дырок с ростом температуры в 1,47 раза практически совпадает с величиной роста коэффициента Холла, наблюдающегося в исследуемых кристаллах в данном интервале температур [3, с. 320]. Это обстоятельство позволяет вернуться к дискуссии по поводу причин аномального температурного поведения коэффициентов Холла, которые в р-типе Bi_2Te_3 в диапазоне от 100 К до 300 К увеличиваются примерно в 1.5 раза, а в Sb_2Te_3 в диапазоне от 100 до 625 К — в 4 раза. В работе

[3, с. 320] было отмечено, что аномальную температурную зависимость коэффициента Холла не удается объяснить влиянием изменения степени вырождения, так как этот эффект слишком мал. При дальнейшем обсуждении аномального поведения коэффициента Холла были выдвинуты два предположения, первое из которых причину этого явления связывало с изменением величины анизотропии времени релаксации при переходе от примесного к фононному механизму рассеяния. Однако, как следует из рис. 3, указанный переход должен наблюдаться при температурах ниже 100 К, в то время как аномальное поведение коэффициента Холла наблюдается в диапазоне от 100 до 300 К, в котором доминирует рассеяние носителей заряда на колебаниях кристаллической решётки. Второе предположение основано на утверждении о том, что причиной аномального поведения коэффициента Холла является сложная структура валентной зоны в кристаллах твёрдых растворов Bi_2Te_3 , содержащей, как минимум, два неэквивалентных экстремума – лёгких и тяжёлых дырок. Это предположение аналогично объяснению аномального поведения коэффициентов Холла в $PbTe$, в котором наличие двух подзон в валентной зоне установлено в ряде независимых экспериментов [3, с. 320]. В случае сложного строения валентной зоны увеличение температуры приводит к перераспределению носителей между неэквивалентными экстремумами, в результате чего происходит уменьшение концентрации легких дырок, обладающих высокой подвижностью, за счёт увеличения концентрации тяжелых, малоподвижных дырок, так что общее количество свободных носителей заряда практически не изменяется. При этом уменьшение концентрации легких дырок с ростом температуры будет сопровождаться уменьшением эффективной массы за счёт отличия их энергетического спектра от квадратичного. Это уменьшение при определённой температуре будет остановлено тепловым расширением кристаллической решётки и усилением электрон-фононного взаимодействия, после чего начнется увеличение эффективной массы носителей [4, с. 1004]. В этом заключается некоторая уникальность исследованного материала, отличающегося от обычных полупроводников, в которых увеличение температуры приводит к росту концентрации свободных носителей заряда, и, как следствие, одинаковой направленности действия перечисленных механизмов изменения эффективной массы.

Из таблицы также видно, что уменьшение температуры приводит к изменению отношения τ_{st}/τ_{opt} в диапазоне от 85 до 300 К в два раза. Причины различия статических и оптических времён релаксации могут быть связаны не только с дефектами поверхности кристалла, формирующей отражённый сигнал, но и с дополнительными релаксационными процессами, усиливающимися на оптических частотах именно в области низких температур. Необходимо отметить, что изменение величины отношения статических и оптических времён релаксации наблюдалось и в кристаллах висмута, легированных примесями различного типа [5, с. 1537], и коррелировало с изменением величины отношения $\rho = E_t/E_p$ энергии одночастичных возбуждений электронной системы: межзонных переходов E_t к энергии коллективных возбуждений плазмы свободных носителей заряда E_p , что отражено на рис. 4 и рис. 5. Результаты исследований влияния электрон-плазмонного взаимодействия на интенсивность рекомбинационных процессов изложены в работах [6; 7]. В частности, в работе [6, с. 451] было показано, что в случае выполнения условия $E_p \sim E_t$ наряду с обычными межзонными механизмами релаксации неравновесной плотности носителей заряда (излучательным и ударным) становится возможным процесс прямой межзонной рекомбинации дырок и электронов с испусканием плазменных волн в спонтанном или стимулированном процессе. Скорость испускания этим каналом возрастает при сближении ширины запрещённой зоны и энергии плазменных колебаний. Первые теоретические расчёты скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда, осуществляющейся посредством эмиссии плазмонов, были выполнены автором работы [7, с. 5443], в которой было показано, что при выполнении условия $E_p \sim E_t$ время жизни, обусловленное межзонной плазмонной реком-

бинацией, даётся выражением:

$$\tau = \left(\frac{1}{n_0} + \frac{1}{p_0} \right)^{-1} \frac{\varepsilon_\infty \pi^2 \alpha^2 \hbar (1 + \mu)^{3/2}}{e^2 |I_{c,v}|^2 (\hbar\omega)^{3/2} \sqrt{\hbar\omega - \Delta E}} \times \left\{ \rho \left[(\rho - 1)^2 + \frac{\tau_{pl}^{-1}}{2\hbar\omega_p} \right]^{1/2} + \rho(\rho - 1) \right\}^{1/2} \times \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{E_{0c} - q}{kT} + \frac{\Delta E + \mu\hbar\omega}{(1 + \mu)kT}\right) \right], \quad (6)$$

в котором $\alpha = \frac{\hbar^2}{2m_c}$, $\mu = \frac{m_c}{m_v}$, n_0, p_0 — концентрация электронов и дырок в состоянии равновесия, ΔE — энергетический зазор, E_{0c} — энергия на краю зоны проводимости. Сомножитель в фигурных скобках позволяет учесть величину отношения $\rho = E_t/E_p$, а также время жизни плазмонов τ_{pl} . Матричный элемент оператора перехода электронов между состояниями валентной зоны и зоны проводимости — $|I_{c,v}|$, в рамках двухзонной модели, можно оценить в соответствии с выражением:

$$\frac{1}{m_{BE}} = \frac{2|I_{c,v}|^2}{3m^2 E_g}, \quad (7)$$

где $m_{BE} = 0$ — эффективная масса на краю зоны. На рис. 6 приведён расчёт времени плазменной рекомбинации, выполненный в соответствии с выражением (5), в зависимости от величины ρ , из которого видно, что скорость плазменной рекомбинации оказывается максимальной при выполнении условия $E_p > E_t$ и плавно уменьшается при увеличении ρ .

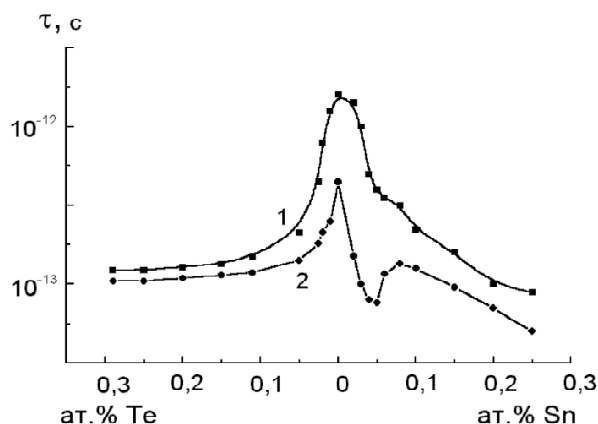


Рис. 4. Величина статического τ_{st} — 1 и оптического τ_{opt} — 2 времён релаксации в монокристаллах Вi в зависимости от концентрации и типа легирующей примеси при $T = 80$ К

Наблюдающееся на рис. 3 изменение отношения τ_{st}/τ_{opt} свидетельствует о том, что сближение значений E_p и E_t может существовать и в кристалле $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$, в котором, как видно из таблицы, при понижении температуры от 300 до 85 К происходит значительное, примерно на 32 %, увеличение плазменной частоты свободных носителей заряда, а следовательно, и энергии плазменных колебаний E_p . Величину энергии переходов E_t можно оценить исходя из той информации, которая имеется о параметрах зонной структуры исследуемых материалов и их зависимости от температуры. В качестве одночастичных возбуждений электронной системы, которые могут повлиять на интенсивность электрон-плазмонного взаимодействия, необходимо рассматривать переходы из валентной зоны в

зону проводимости, а также переходы носителей между неэквивалентными экстремумами валентной зоны, которые, как показано выше, влияют на температурное поведение параметров, характеризующих свойства материала в диапазоне от 85 до 300 К.

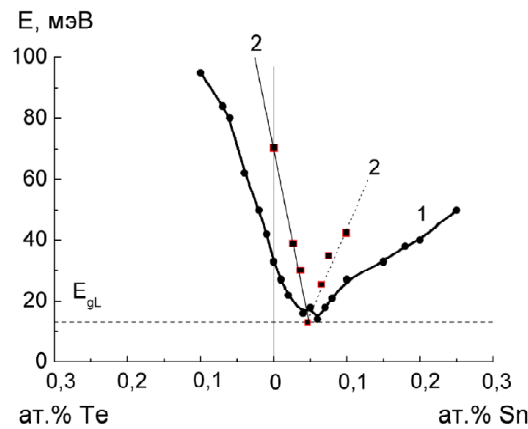


Рис. 5. Диаграмма значений энергии плазменных колебаний в монокристаллах висмута ($\bar{k} \perp C_3$, $E \parallel C_3$, $T = 80$ К) — 1 и энергии межзонных переходов — 2 в зависимости от концентрации и типа легирующей примеси

Вначале рассмотрим переходы носителей из валентной зоны в зону проводимости. В исследованном кристалле ширина запрещённой зоны равна примерно 125 мэВ. Известно, что в кристаллах твёрдых растворов $Bi_2Te_3 \sim Sb_2Te_3$ уменьшение температуры сопровождается увеличением ширины термической запрещённой зоны [1, с. 810]. Об этом свидетельствуют и результаты наших исследований. Так, из таблицы видно, что ϵ_∞ уменьшается с понижением температуры. Это даёт возможность, используя эмпирическое соотношение Мосса

$$\epsilon_\infty^2 E_g = const, \quad (8)$$

хорошо выполняющееся для типичных полупроводников, видеть, что E_g в исследованном кристалле должно увеличиваться с уменьшением температуры. Оценить величину изменения E_g целесообразно исходя из экспериментальных данных работ, обзор которых приведён в монографии [3, с. 320], из которых следует, что в кристаллах Bi_2Te_3 величина $dE_g/dT \approx -0.4 \cdot 10^{-4}$ эВ /град. Тогда при изменении температуры от 300 до 85 К ширина запрещённой зоны, а следовательно, и энергия межзонного перехода увеличится примерно на 8 мэВ, что в четыре раза меньше увеличения энергии плазмонов. Таким образом, при изменении температуры от 85 до 300 К E_p увеличивается от 40 до 54 мэВ, в то время как E_g — от 125 до 133 мэВ. С учётом сдвига Бурнштейна-Мосса энергия перехода рассчитывается в соответствии с выражением $E_t = E_g + 2E_F$, в котором E_F — энергия Ферми. В исследуемом кристалле уровень химического потенциала находится в валентной зоне, состоящей из подзоны лёгких и более глубоко расположенной подзоны тяжёлых дырок. Исходя из данных, приведённых в работе [3, с. 320], величина энергетического зазора между указанными подзонами в кристалле $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_3$ может варьироваться в пределах от 30 до 60 мэВ, а уровень химического потенциала при температуре 85 К находится в подзоне лёгких дырок. В ходе исследования оптических свойств кристаллов Bi_2Te_3 при температуре 80 К, результаты которых представлены в работе [8, с. 808], наблюдались межзонные переходы с энергией 185 мэВ, исходя из чего можно предположить, что $E_F \sim 30$ мэВ. Тогда с учётом температурного изменения E_g , и в соответствии с выражением Бурнштейна-Мосса $E_t \sim 185 - 193$ мэВ. Таким образом, отношение E_t/E_p изменяющееся с температурой от 4,6 до 3,6, оказывается достаточно велико для того, чтобы, как это следует из рис. 6, электрон-плазмонное взаимодействие могло влиять на поведение электронной системы.

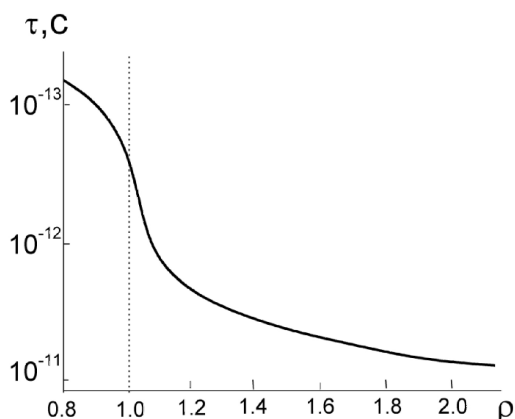


Рис. 6. Расчёт зависимости времени жизни, обусловленного плазмонной рекомбинацией от $\rho = E_g/\hbar\omega_p$ [7].

Рассмотрим переходы между неэквивалентными экстремумами валентной зоны. Энергия этих переходов должна быть сопоставима с величиной зазора между потолком подзоны тяжелых дырок и уровнем химического потенциала, который изменяет своё положение с температурой. С ростом температуры концентрация лёгких дырок уменьшается, уровень химического потенциала смещается к потолку валентной зоны, вследствие чего энергия переходов увеличивается. В соответствии с приведёнными выше оценками параметров валентной зоны максимальное значение энергии таких переходов должно варьироваться вблизи 60 мэВ. Действительно, как следует из рис. 2, в диапазоне частот $450\text{--}550\text{ см}^{-1}$, что соответствует энергии 56–68 мэВ, на спектрах отражения в высокочастотной, по отношению к плазменному краю области, просматриваются особенности, характерные для проявления межзонных переходов. Моделирование спектров плазменного отражения в рамках классической электронной теории, представленное на рис. 2 пунктирной линией, позволяет продемонстрировать наличие указанных особенностей в экспериментальных спектрах отражения. Таким образом, мы можем констатировать факт наблюдения переходов между неэквивалентными экстремумами валентной зоны. Если взять за энергию перехода $E_t \sim 62$ мэВ, то отношение E_t/E_p оказывается близким к единице, что значительно усиливает актуальность учёта влияния электрон-плазмонного взаимодействия на состояние электронной системы и, как следствие, на различие статических и оптических времён релаксации. Усиление электрон-плазмонного взаимодействия приводит к взаимосвязи энергетических потерь плазменных колебаний и межзонных переходов, и уменьшению оптического времени релаксации. При уменьшении температуры энергия перехода E_t должна уменьшаться, поскольку уровень химического потенциала будет смещаться в направлении подзоны тяжёлых дырок, а энергия плазмона $E_p = \hbar\omega_p$ возрастает, что видно из таблицы. В связи с этим закономерности, наблюдаемые нами в температурном поведении отношения τ_{st}/τ_{opt} , коррелируют с изменением отношения E_t/E_p , в котором энергия E_t связана с переходами носителей между неэквивалентными экстремумами валентной зоны.

Список литературы

1. Иванова Л. Д. Термоэлектрические свойства монокристаллов твёрдых растворов системы $Sb_2Te_3 - Bi_2Te_3$ в области температур 100–700 К // Неорганические материалы. 2000. Т. 36. № 7. С. 810–816.
2. Степанов Н. П. Анизотропия плазменного отражения твёрдых растворов $(Bi_{2-x}Sb_x)_2Te_3$ ($0 < x < 1$) в диапазоне температур от 78 до 293К // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111. № 6. С. 967–973.

3. Гольцман Б. М. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 // М.: Наукаб, 1972. 320 с.
4. Степанов Н. П. Природа диамагнитного максимума в температурных зависимостях магнитной восприимчивости кристаллов $(Bi_{2-x}Sb_x)_2Te_3$ ($0 < x < 1$) // ФТП. 2012. Т. 46. № 8. С. 1004–1011.
5. Степанов Н. П., Грабов В. М. Влияние электрон-плазмонного взаимодействия на релаксационные процессы в кристаллах висмута и сплавов висмут-сурьма // ФТТ. 2003. Т. 45. № 9. С. 1537–1541.
6. Tussing P., Rosental W., Hang A. Recombination in semiconductors by excitation plasmons // Phys. Stat. Sol. (b). 1972. V. 52. №2. P. 451–456.
7. Elci A. Electron-hole recombination via plasmon emission in narrow-gap semiconductors // Phys. Rev. (b). 1977. V. 16. № 12. P. 5443–5451.
8. Степанов Н. П., Немов С. А., Житинская М. К. Оптические свойства легированных кристаллов теллурида висмута в области плазменных эффектов // ФТП. 2007. Т. 41. № 7. С. 808–811.

References

1. Ivanova L. D. Termoelektricheskie svoistva monokristallov tverdykh rastvorov sistemy $Sb_2Te_3 - Bi_2Te_3$ v oblasti temperatur 100–700 K // Neorganicheskie materialy. 2000. Т. 36. № 7. S. 810–816.
2. Stepanov N. P. Anizotropiya plazmennogo otrazheniya tverdykh rastvorov $(Bi_{2-x}Sb_x)_2Te_3$ ($0 < x < 1$) v diapazone temperatur ot 78 do 293K // Optika i spektroskopiya. 2011. Т. 111. № 6. S. 967–973.
3. Gol'tsman B. M. Poluprovodnikovye termoelektricheskie materialy na osnove Bi_2Te_3 // М.: Nauka, 1972. 320 s.
4. Stepanov N. P. Priroda diamagnitnogo maksimuma v temperaturnykh zavisimostyakh magnitnoi vospriimchivosti kristallov $(Bi_{2-x}Sb_x)_2Te_3$ ($0 < x < 1$) // FTP. 2012. Т. 46. № 8. S. 1004–1011.
5. Stepanov N. P., Grabov V. M. Vliyanie elektron-plazmonnogo vzaimodeistviya na relaksatsionnye protsessy v kristallakh vismuta i splyavov vismut-sur'ma // ФТТ. 2003. Т. 45. № 9. S. 1537–1541.
6. Tussing P., Rosental W., Hang A. Recombination in semiconductors by excitation plasmons // Phys. Stat. Sol. (b). 1972. V. 52. №2. R. 451–456.
7. Elci A. Electron-hole recombination via plasmon emission in narrow-gap semiconductors // Phys. Rev. (b). 1977. V. 16. № 12. P. 5443–5451.
8. Stepanov N. P., Nemov S. A., Zhitinskaya M. K. Opticheskie svoistva legirovannykh kristallov tellurida vismuta v oblasti plazmennykh effektov // FTP. 2007. Т. 41. № 7. S. 808–811.

Статья поступила в редакцию 20.05.2015