

Проводимость по локализованным состояниям системы твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$

© Р.М. Сардарлы^{*†}, О.А. Самедов^{*}, Н.А. Алиева⁺, Э.К. Гусейнов^{+*}, А.П. Абдуллаев^{*},
Ф.Т. Салманов^{*}, Э.М. Керимова⁺

^{*} Институт радиационных проблем Национальной академии наук Азербайджана,
AZ-1143 Баку, Азербайджан

⁺ Институт физики национальной академии наук Азербайджана,
AZ-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 27 февраля 2014 г. Принята к печати 3 апреля 2015 г.)

Изучены температурные зависимости электрической проводимости по локализованным состояниям, в области растворимости смешанных кристаллов составов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ при $x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$. Установлено, что в этой системе имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Определена энергия активации проводимости, оценены плотность состояния в окрестности уровня Ферми, их разброс, радиус локализации, среднее расстояние прыжков носителей для всех составов и построены концентрационные зависимости рассчитанных параметров.

1. Введение

Особенностью развития современной нано- и микроэлектроники является тенденция к использованию принципиально новых физических явлений, основанных на метасвойствах этих материалов, связанных с низкоразмерным характером структуры, а также с наноразмерными эффектами. Метасвойства наблюдаются в основном в неупорядоченных гетерогенных системах, в композитных материалах с мезоскопическими структурами, в твердых растворах, в которых нарушена трансляционная упорядоченность и др.

Особенностью структур твердых растворов является то, что в этих системах в условиях сохранения идеальной кристаллографической симметрии неупорядоченность возникает за счет нарушений периодичности в заполнении узлов кристаллической матрицы (трансляционная разупорядоченность), в ориентации электронных спинов (спиновая неупорядоченность), а также, когда одни кристаллические подрешетки оказываются разупорядоченными, а другие остаются упорядоченными (позиционная разупорядоченность) и др.

Полупроводниковые кристаллы TlGaTe_2 и TlInSe_2 принадлежат к классу соединений группы $A^{\text{III}}B^{\text{III}}C_2^{\text{VI}}$, кристаллизующихся в тетрагональной пространственной группе D_{4h}^{18} (структурный тип TlSe). Ранее [1–8] в кристаллах TlInSe_2 и TlGaTe_2 нами были изучены температурные зависимости электропроводности $\sigma(T)$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon(T)$. Были обнаружены эффект переключения и памяти, суперионная проводимость, наличие гигантской диэлектрической релаксации, а также исследованы спектры комплексного импеданса. Показано, что в области ионной проводимости электрические свойства TlInSe_2 определяются прыжками ионов таллия, исследованы частотные зависимости

действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости (кривые Коул–Коула). Наряду с большим научным интересом к кристаллам семейства $A^{\text{III}}B^{\text{III}}C_2^{\text{VI}}$, связанным с особенностями структуры, предельно анизотропной кристаллической структурой, неустойчивостью кристаллической решетки к внешним воздействиям, эти материалы оказываются также перспективными объектами при изготовлении фотоэлектрических преобразователей, тензорезисторов, детекторов рентгеновского и нейтронного излучений [9].

В данной работе представлены результаты исследований электрической проводимости твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ составов $x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$ в температурной области 90–300 К. При этих значениях составов, согласно нашим термографическим исследованиям, система образует непрерывный ряд твердых растворов; при значениях же составов между $0.2 < x < 0.8$ наблюдается раствор эвтектического типа с одной температурой плавления, при которой линии солидуса и ликвидуса перекрываются. Цель данных исследований — изучение особенности проводимости системы $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ при $x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$ (в области растворимости), а также проведение анализа проводимости в рамках приближения Мотта [10,11].

2. Методика эксперимента

Образцы соединения твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$) синтезировались из соответствующих компонентов, взятых в стехиометрических соотношениях, в вакуированных кварцевых ампулах. Монокристаллы выращивались модифицированным методом Бриджмена. Приготовленные для исследования свежесколотые образцы, в которых ось „с“ кристалла ориентирована в плоскости скола, имели прямоугольный вид толщиной порядка 0.5 мм.

[†] E-mail: sardarli@yahoo.com

К образцам наносились индиевые контакты. Омичность контактов контролировалась перед каждым измерением.

Измерения электропроводности $\sigma(T)$ проводились четырехзондовым методом в геометрии перпендикулярно ($\sigma \perp$) к тетрагональной оси „с“, в азотном криостате в режиме квазистационарного непрерывного нагревания (охлаждения) кристалла со скоростью ~ 0.1 К/мин. Измерения выполнялись в температурном интервале 90–300 К. Исследования электропроводности проводились цифровым измерителем импеданса E7-25.

3. Результаты измерений

На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости удельной электропроводности системы твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, где $x = 0, 0.1, 0.2$ (рис. 1) и $x = 0.8, 0.9, 1$ (рис. 2), представленные в координатах Арениуса.

Исследования выполнены в переменном электрическом поле в частотной области $\nu = 10^1 - 10^6$ Гц. Установлена характерная для механизма проводимости по локализованным состояниям в окрестности уровня Ферми зависимость $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$, которая определяется, согласно [10], следующим выражением:

$$\sigma_{ac}(f) = \frac{\pi^3}{96} e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[\ln \left(\frac{\nu_{ph}}{f} \right) \right]^4, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, N_F — плотность состояний в окрестности уровня Ферми, $a = 1/\alpha$ — радиус локализации, α — постоянная спада волновой функции локализованного носителя заряда $\psi = e^{-\alpha r}$, ν_{ph} — частота фонона.

Исследования проводимости кристаллов твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, где $x = 0, 0.1, 0.2$ и $x = 0.8, 0.9, 1$, в области растворимости в переменных электрических полях показали, что в области сравнительно низких частот наблюдается отклонение от зависимости $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$, которая характерна для механизма прыжковой проводимости [10,11] по локализованным состояниям в окрестности уровня Ферми. Начиная с граничной частоты (f_b), проводимость подчиняется зависимости $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$, при этом концентрационная зависимость граничной частоты линейно смещается в область низких частот (при значениях $x = 0, 0.1, 0.2$) и в область высоких частот (при $x = 0.8, 0.9, 1$) по сравнению с крайними составляющими раствора (см. рис. 3).

Зависимость $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$ наблюдается, как для крайних составляющих раствора TlInSe_2 и TlGaTe_2 , так и для всех составов твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, где $x = 0, 0.1, 0.2$ и $x = 0.8, 0.9, 1$. На рис. 3, б приводится зависимость граничной частоты (f_b) от состава для исследуемого твердого раствора, выше которой выполняется зависимость $\sigma_{ac} \propto f^{0.8}$.

Характерным для всех составов твердых растворов для зависимостей $\sigma \perp(T)$ является наличие двух участков изменения удельной проводимости. Высокотемпе-

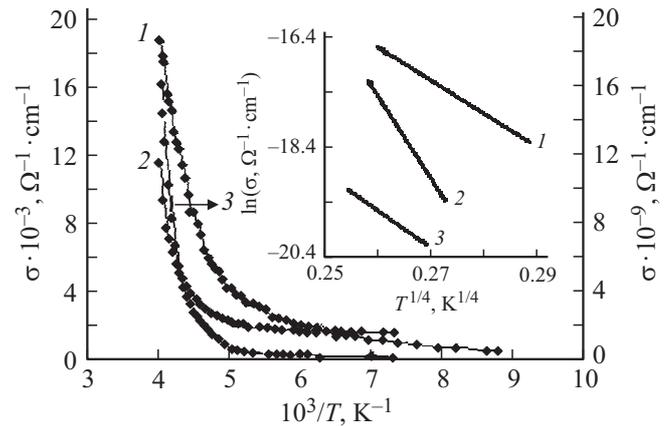


Рис. 1. Температурная зависимость удельной проводимости для составов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ (1 — $x = 0$, 2 — 0.1, 3 — 0.2). На вставке к рисунку представлена та же зависимость в координатах Мотта.

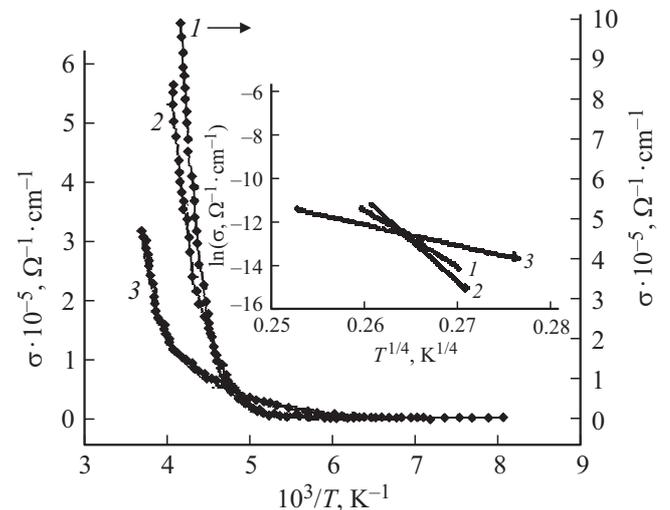


Рис. 2. Температурная зависимость удельной проводимости для составов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ (1 — $x = 1$; 2 — 0.9, 3 — 0.8). На вставке к рисунку представлена та же зависимость в координатах Мотта.

ратурная ветвь приведенной зависимости (172–240 К) носила экспоненциальный характер. В этом температурном интервале доминирует проводимость термовозбужденных примесных носителей заряда в разрешенной зоне. Уменьшение температуры сопровождается быстрым убыванием концентрации примесных носителей заряда, т.е. при температурах ниже 172 К $\sigma \perp(T)$ представляют собой области вымораживания примесных носителей заряда. Плавное изменение наклона кривой $\sigma \perp(T)$ в координатах $\lg \sigma(1/T)$, а также наблюдаемая нами ранее зависимость проводимости от частоты измерительного поля являются характерными признаками прыжковой проводимости по локализованным состояниям, наблюдаемой во всех кристаллах группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{VI}}$ [12–16]. Характерным для исследованных

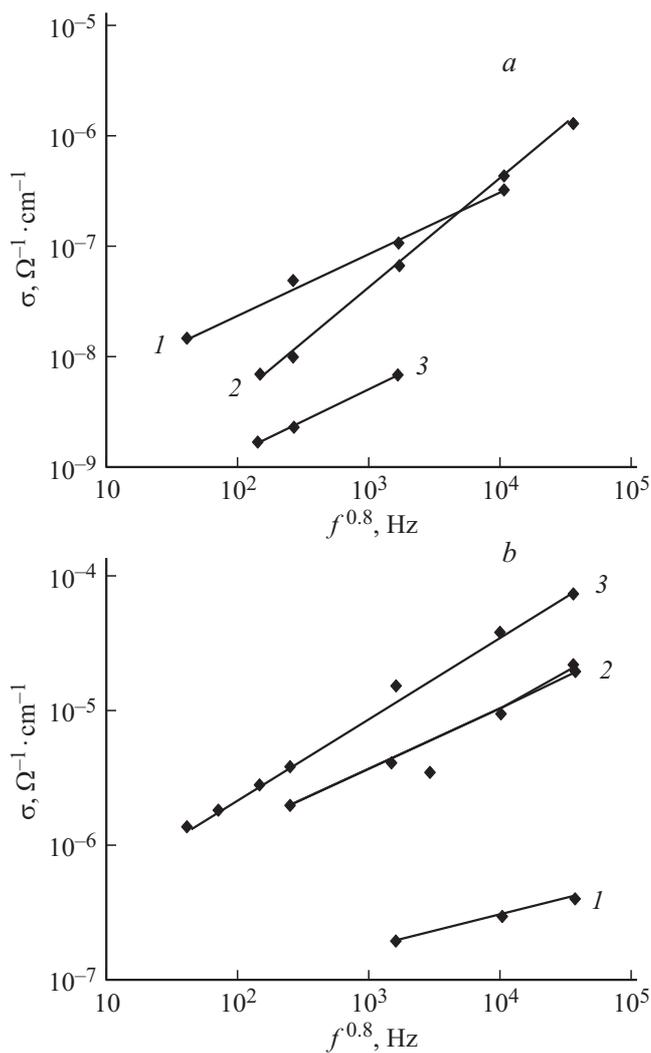


Рис. 3. Частотно-зависимая проводимость кристаллов твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$: *a* — $x = 0$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3) и *b* — $x = 1$ (1), 2 (0.9), 3 (0.8). Измерения выполнены при температуре 200 К.

твердых растворов является большая чувствительность величины проводимости к изменению температуры.

Такая высокая чувствительность удельной проводимости к изменению температуры делает перспективным использование исследованных кристаллов в качестве чувствительных датчиков температуры или в системах контроля и стабилизации температуры. Поскольку наблюдаемая особенность проявляется во всей системе твердых растворов, можно менять температурную область наибольшей эффективности датчиков.

На вставках к рис. 1 и 2 приводятся зависимости $\sigma \perp (T)$ в температурной области $172 < T < 240$ К в координатах Мотта. Как видно из рисунков, экспериментальные точки хорошо спрямляются в указанных координатах. Этот факт свидетельствует в пользу того, что в указанной области температур перенос заряда перпендикулярно тетрагональной оси „с“ в кристаллах

составов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$) осуществляется посредством прыжковой проводимости носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми. В этом случае электропроводность описывается известным соотношением Мотта [10], в пренебрежении частотой измерительного поля в сравнении с фоновыми частотами ($\sim 10^{12}$ Гц) имеем

$$\sigma \propto \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right], \quad T_0 = \frac{\beta}{kN_F a^3}. \quad (2)$$

Здесь N_F — плотность локализованных состояний в окрестности уровня Ферми, a — радиус локализации состояния в окрестности уровня Ферми, k — постоянная Больцмана, β — число, зависящее от размерности задачи.

Таким образом, при понижении температуры наблюдается быстрое вымораживание примесных носителей заряда в разрешенной зоне, и, как результат, наибольшую роль в электропроводности начинают играть прыжки носителей заряда по отдельным примесным состояниям без активации в разрешенную зону. Прыжковый механизм проводимости характеризуется малой подвижностью носителей заряда, поскольку прыжки носителей заряда осуществляются по слабым перекрытиям хвостовых частей волновых функций близлежащих акцепторных уровней [10]. Тем не менее, как видно из рис. 1 и 2, проводимость по локализованным состояниям превосходит зонную проводимость. Эту особенность проводимости можно объяснить, если учесть, что проводимость по локализованным состояниям осуществляется всеми носителями, находящимися на примесных уровнях, а вклад зонной проводимости существенно подавлен вследствие вымораживания носителей из валентной зоны.

Согласно модели прыжковой проводимости [10,11], заметное отклонение проводимости от линейности в координатах $\lg \sigma(1/T)$ должно наблюдаться при температурах ниже $T_x \approx T_D/2$, где T_D — температура Дебая. Температуру Дебая для этих кристаллов можно оценить по фоновым спектрам [17] $T_D \approx 290$ К (200 см^{-1}). В рассматриваемой модели принимается, что при температурах выше дебаевской зарядовый транспорт осуществляется термоактивацией носителей посредством многофононных неупругих столкновений. В области же низких температур ($T < T_D/2$) преобладает прыжковый механизм проводимости с переменной длиной прыжка, приводящий к температурной зависимости вида $\sigma = A \exp[(T_0/T)^{1/(1+d)}]$, где $d = 3$ для трехмерной и $d = 2$ для двухмерной системы. Как видно из рис. 1 и 2, экспериментальные точки удельной проводимости твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.8, 0.9, 1$) в координатах Мотта $\sigma = A \exp[(T_0/T)^{1/(1+d)}]$ при $d = 3$ ложатся на прямую линию (измерения выполнены при приложении измерительного поля перпендикулярно цепочкам). Рассчитанные в приближении Мотта параметры проводимости сведены в таблице. В рамках рассматриваемой

Расчитанные параметры проводимости в приближении Мотта для твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$) при 200 К

Состав	$N_F, \text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$R, \text{Å}$	$\Delta E, \text{эВ}$	$N_t, \text{см}^{-3}$	τ, s
TlGaTe_2	$1.44 \cdot 10^{18}$	138	0.061	$8.78 \cdot 10^{16}$	$1.12 \cdot 10^{-8}$
$(\text{TlInSe}_2)_{0.1}(\text{TlGaTe}_2)_{0.9}$	$4.44 \cdot 10^{18}$	94	0.0617	$2.74 \cdot 10^{17}$	$2.11 \cdot 10^{-9}$
$(\text{TlInSe}_2)_{0.2}(\text{TlGaTe}_2)_{0.8}$	$5.2 \cdot 10^{18}$	90	0.062	$3.22 \cdot 10^{17}$	$1.54 \cdot 10^{-9}$
$(\text{TlInSe}_2)_{0.8}(\text{TlGaTe}_2)_{0.2}$	$1.03 \cdot 10^{18}$	139	0.1	$1.03 \cdot 10^{17}$	$7.55 \cdot 10^{-8}$
$(\text{TlInSe}_2)_{0.9}(\text{TlGaTe}_2)_{0.1}$	$7.3 \cdot 10^{17}$	149	0.095	$6.94 \cdot 10^{16}$	$1.67 \cdot 10^{-7}$
TlInSe_2	$4.09 \cdot 10^{17}$	189	0.084	$3.44 \cdot 10^{16}$	$3.28 \cdot 10^{-7}$

модели средняя длина прыжка носителей заряда R по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми для заданной температуры T находится из выражения $R = 3/8a(T_0/T)^{1/4}$. Из приведенного выражения следует, что при понижении температуры величина параметра R увеличивается. При этом происходит опустошение локальных состояний в запрещенной зоне и основную роль в процессе электропереноса начинают играть перескоки носителей по отдельным примесным уровням без активации в зону проводимости. В результате растет вероятность прыжков носителей заряда на пространственно более удаленные, но энергетически более близкие центры локализации, и это является причиной убывания энергии активации прыжка. Такой характер электропроводности называют также электропроводностью с монотонно убывающей энергией активации прыжка.

ΔE представляет собой ширину оптимальной полосы энергий вблизи уровня Ферми, которая охватывает практически всю энергетическую область электропереноса при заданной температуре и определяется из следующего соотношения: $\Delta E = 3/4\pi R^3 N_F$.

Концентрация ловушек в окрестности уровня Ферми для исследуемого твердого раствора, ответственных за электроперенос по этим локализованным состояниям, определялась по формуле $N_t = N_F \Delta E$.

Согласно Мотту, средняя длина прыжков (R) определяется по следующей формуле:

$$R = (1/2\alpha) \cdot \ln(v_{\text{ph}}/f), \tag{3}$$

где v_{ph} — фоновая частота, α — радиус локализации. Знание R позволило определить среднее время прыжков ($\tau^{-1} = v_{\text{ph}} \exp(-2\alpha R)$) носителей в твердом растворе $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$) (крайний столбец таблицы). При вычислениях R и τ значение v_{ph} взято равным 10^{12} Гц, а за радиус локализации приняты значения $a = 30 \text{ Å}$ для кристалла TlInSe_2 , значение $a = 30 \text{ Å}$ для кристалла TlGaTe_2 и значение $a = 20 \text{ Å}$ для твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0.1, 0.2, 0.8, 0.9$) [1,12,14].

Как видно из рис. 4, концентрационная зависимость параметров прыжковой проводимости существенно изменяется в смешанном кристалле в области раствори-

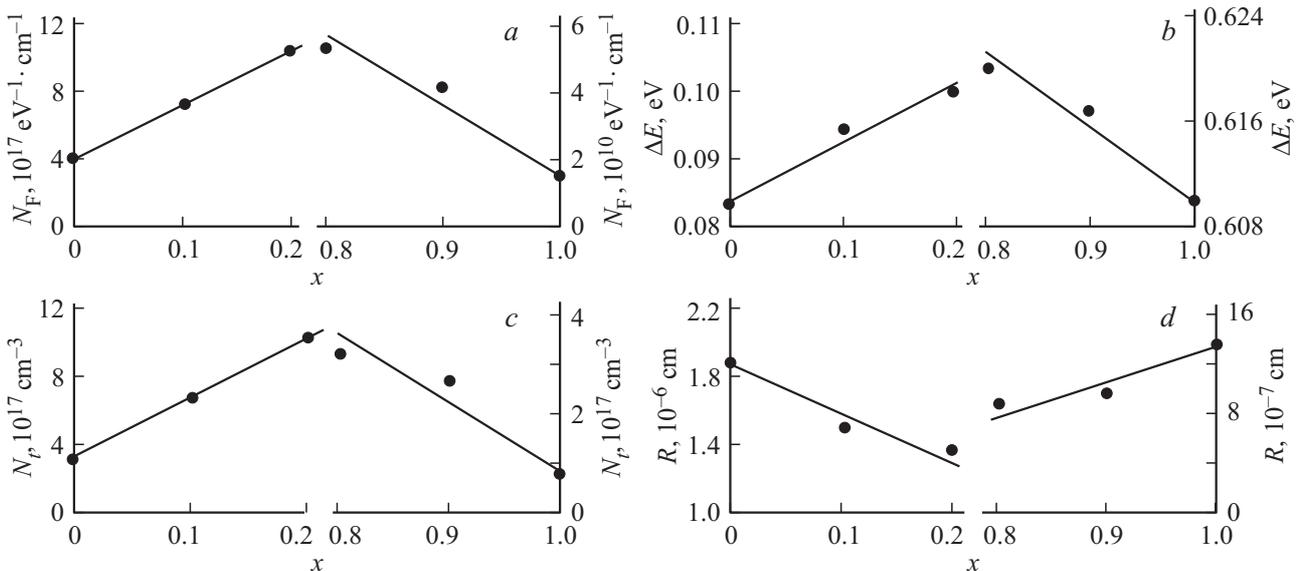


Рис. 4. Концентрационная зависимость: a — плотности электронных состояний (N_F), b — разброса энергий локализованных состояний (ΔE), c — концентрации глубоких ловушек (N_t), d — длины прыжков (R) носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$).

мости. Величина плотности состояний на уровне Ферми (N_F) (рис. 4, *a*) растет в области раствора, в сравнении с крайними составляющими $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$.

При значениях $x = 0, 0.1, 0.2$ (область раствора со стороны $TlInSe_2$) и при значениях $x = 0.8, 0.9, 1$ (область раствора со стороны $TlGaTe_2$) наблюдается уширение энергетического разброса локализованных вблизи уровня Ферми состояний (ΔE) (рис. 4, *b*). Наблюдается рост концентрации ловушек (N_t) (рис. 4, *c*) вблизи уровня Ферми в области твердого раствора.

В обеих концентрационных областях (в области растворимости), наблюдается уменьшение длины прыжка (R) по локализованным состояниям по сравнению с крайними составляющими раствора (рис. 4, *c*). Согласно выражению (4), уменьшение длины прыжка может быть вызвано двумя обстоятельствами: а) благодаря уменьшению ν_{ph} в твердом растворе, б) в результате роста радиуса локализации. Частоты фононов смешанных кристаллов в области растворимости, как правило [17], лежат в пределах частот крайних составляющих раствора. Таким образом не следует ожидать уменьшения длины прыжка по локализованным состояниям связанных с уменьшением фононных частот в твердом растворе. В этом случае уменьшение величины R при переходе в область твердого раствора может быть обусловлено только увеличением радиуса локализации.

4. Обсуждение результатов

Из результатов измерений следует, что в исследованных кристаллах твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$) преобладает прыжковый механизм проводимости с переменной длиной прыжка. При этом (как видно из таблицы и рис. 1–4) наблюдается существенное изменение параметров прыжковой проводимости в твердом растворе при сравнении с крайними составляющими раствора $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$, что указывает на существование дополнительных видов разупорядоченностей, которые вызывают локализацию электронных состояний в окрестности уровня Ферми. Выяснение природы этих разупорядоченностей существенно при установлении механизма электропереноса в многокомпонентном твердом растворе.

В кристаллах $TlGaTe_2$ и $TlInSe_2$ концентрация дефектов превышает 10^{18} см^{-3} . Присутствию такого количества дефектов приписывается высокая плотность состояний вблизи уровня Ферми. Причиной дефектности структуры может быть наличие широкой области гомогенности кристаллов группы $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$, доходящей до 6–8 мол%. Коэффициент сегрегации в области гомогенности меньше единицы, поэтому при выращивании монокристаллов существует большая вероятность отклонения состава от стехиометрии в твердом растворе. Это в свою очередь может способствовать возникновению большого количества дефектов стыковки слоев,

вакансий и дислокаций. Ловушки, порожденные разнообразными дефектами в кристаллах, играют основную роль в явлениях переноса заряда. Энергия активации, которая определяет ширину полосы энергий вблизи уровня Ферми, по которым происходят прыжки носителей заряда, представляет практически всю электропроводность кристалла.

В случае же твердого раствора $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ можно указать на следующие дополнительные причины появления дефектов, приводящие к дополнительной неупорядоченности и, как следствие, к возникновению новых локализованных состояний с энергиями, попадающими в интервал значений, запрещенных в идеальном кристалле:

- нарушается трансляционная инвариантность кристаллической решетки, т.е. эквивалентные узлы кристаллической решетки оказываются занятыми неэквивалентными атомами;

- наличие в твердом растворе микровключений других фаз, например микророзродышей фаз $TlSe$, $InSe$, $TlInTe_2$ и др.;

- содержание в структуре твердого раствора антиструктурных дефектов, обусловленных взаимными частичными замещениями в нем катионов In^{3+} , Ga^{3+} , Tl^{1+} , Tl^{3+} ;

- велика вероятность существования позиционной неупорядоченности, заключающаяся в том, что в многокомпонентном твердом растворе одна подрешетка оказывается упорядоченной (Tl^{1+} подрешетка), а во второй подрешетке (цепочки $InSe_2$ и $GaTe_2$) атомы хаотически замещают друг друга в узлах цепочки. Безусловно, перечисленные виды неупорядоченностей вносят дополнительный вклад на разупорядочение структуры, вызывающей локализацию электронных состояний вблизи уровня Ферми.

5. Заключение

Исследовалась проводимость образцов смешанных кристаллов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ из области растворимости. Установлены температурные и частотные интервалы существования прыжковой проводимости, а также значения граничной частоты, выше которой наблюдается проводимость по локализованным состояниям для всех составов твердого раствора. Смешанные кристаллы характеризуются разупорядоченной кристаллической решеткой, которая может формироваться множеством путей. Рассмотрены дополнительные причины (по сравнению с крайними составляющими раствора), ответственные за прыжковый характер проводимости. Даны оценки параметров локализованных состояний: плотность состояний в окрестности уровня Ферми и их энергетический разброс, концентрация глубоких ловушек, а также среднее время и длина прыжков. Построены концентрационные зависимости этих параметров. Рассмотрены дополнительные причины, приводящие к локализации энергетических состояний в твердом растворе.

Список литературы

- [1] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. ФТП, **44**, 610 (2010).
- [2] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, О.З. Алекперов, Э.К. Гусейнов, Н.А. Алиева. ФТП, **45**, 1441 (2011).
- [3] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Э.М. Годжаев, Ф.Т. Салманов. ФТП, **45**, 1009 (2011).
- [4] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов. ФТТ, **53** (8), 1488 (2011).
- [5] Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Adil Abdullayev, Famin Salmanov, Andzej Urbanovic, Frederic Garet, Jean-Louis Coutaz. Jpn. J. Appl. Phys., **50**, 05FC09 (2011).
- [6] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Н.А. Алиева, Р.Ш. Агаева. ФТП, **47** (5), 696 (2013)
- [7] Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Nurana Aliyeva, Rayiha Aqayeva, Turana Musazade, Arzu Sardarli. Int. J. Theoretical and Appl. Nanotechn., **1** (1), 20 (2012)
- [8] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, И.С. Гасанов, Ю.Г. Нуруллаев, Ф.Т. Салманов. Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences (Physics and Astronomy, XXXIII, 2, 57 (2013).
- [9] И.В. Алексеев. ПТЭ, **3**, 9 (2008).
- [10] Н.Ф. Мотт, Э.А. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974) с. 472.
- [11] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) с. 416.
- [12] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, Э.М. Керимова. ФТТ, **55** (12), 2346 (2013).
- [13] R.M. Sardarly, O.A. Samedov, A.P. Abdullayev, E.K. Huseynov, F.T. Salmanov. Semiconductors, **44**, 485 (2010).
- [14] Ф.Н. Абдуллаев, Т.Г. Керимова, Н.А. Абдуллаев. ФТТ, **47** (7), 1180 (2005).
- [15] С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов. ФТТ, **40** (4), 612 (1998).
- [16] Г.П. Беленький, Н.А. Абдуллаев, В.Н. Зверев, В.Я. Штейншрайбер. Письма в ЖЭТФ, **47** (10), 498 (1988).
- [17] A.M. Panich, R.M. Sardarly. *Physical Properties of the Low Dimensional A^3B^6 and $A^3B^3C_2^6$ Compounds* (N.Y., Nova Science Publishers, Inc., 2010) p. 287.

Редактор Т.А. Полянская

Conductivity on the localized states of $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ solid solutions

R.M. Sardarly*, O.A. Samedov*, N.A. Aliyeva⁺, E.K. Huseynov⁺, A.P. Abdullayev*, F.T. Salmanov*, E.M. Kerimova⁺

* Institute of Radiation Problem of National Academy of Sciences of Azerbaijan, AZ-1141 Baku, Azerbaijan
⁺ Institute of Physics of National Academy of Sciences of Azerbaijan, AZ-1143 Baku, Azerbaijan

Abstract The temperature dependences of electrical conductivity on the localized states of the compounds $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ where $x = 0, 0.1, 0.2, 0.8, 0.9, 1$ have been investigated. It is established that the jumping conductivity with a variable length of a jump on the localized states near to Fermi level. The energy of activation of the conductivity is defined. Density of states in the vicinity of Fermi level, their dispersing, radius of localization, average length of jumps of the carriers for all structures in the field of solubility of the solid solutions have been determined as well as the concentration dependences of the calculated parameters have been constructed.