

## ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ЦЕПОЧЕЧНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $TlInTe_2$

**Ф.Н. АБДУЛЛАЕВ, Т.Г. КЕРИМОВА, Н.А. АБДУЛЛАЕВ**

*Институт физики НАН Азербайджана*

*AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33*

Проанализированы температурные зависимости удельного сопротивления цепочечного полупроводника  $TlInTe_2$  в направлении цепочек и перпендикулярно им. Показано, что в рассмотренном температурном интервале в обеих зависимостях можно выделить два температурных участка: в высокотемпературной области доминирует проводимость термовозбуждённых примесных носителей заряда по разрешённой зоне, а в более низкой области температур проводимость осуществляется посредством прыжков носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми. Определена энергия активации примесной проводимости. Оценены радиусы локализации и плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, разброс по энергии этих состояний, средние расстояния прыжков носителей заряда при различных температурах.

### ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы  $TlInTe_2$  являются полупроводниками  $p$ -типа, интенсивно изучаемыми в связи с перспективами их практического применения. В частности, на основе  $TlInTe_2$  и его структурного аналога  $TlInSe_2$  разработаны малоинерционные фоторезисторы, детекторы рентгеновского излучения. Теоретический интерес к монокристаллам  $TlInTe_2$  обусловлен особенностями его кристаллического строения. Дело в том, что монокристаллы  $TlInTe_2$  относятся к кристаллам с цепочечной кристаллической структурой, что стимулирует исследования с целью обнаружения в них физических явлений, свойственных низкоразмерным системам.

Монокристаллы  $TlInTe_2$  (как и его структурные аналоги  $TlInSe_2$  и  $TlGaTe_2$ ) кристаллизуются в объёмно-центрированной решётке тетрагональной сингонии и относятся к пространственной группе  $D_{4h}^{18}$  -  $I4mcm$  кристаллов с анизотропной кристаллической решёткой типа  $TlSe$  [1]. Ионы индия образуют цепочки  $In-Te$ , вытянутые вдоль тетрагональной оси  $c$  кристалла. Эти цепочки связаны между собой посредством одновалентных ионов таллия. Одновалентные ионы таллия находятся в тетраэдрическом окружении из атомов  $Te$ . Анизотропная кристаллическая структура приводит к анизотропии сил связи в кристалле, что естественно обуславливает анизотропию физических свойств.

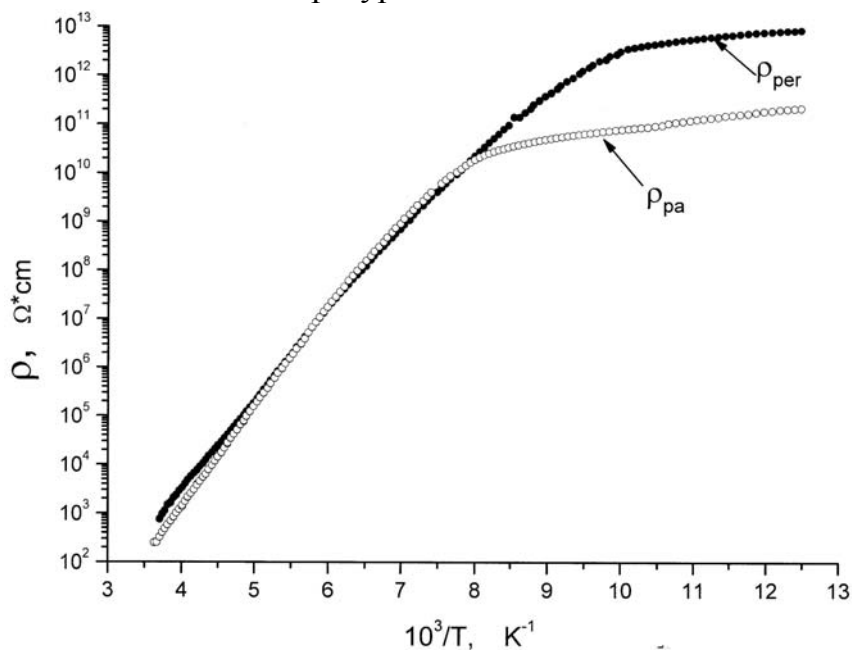
Электрические свойства монокристаллов  $TlInTe_2$  изучены недостаточно. В работе [2] приведены результаты исследований электропроводности и эффекта Холла в  $TlInTe_2$  при температурах выше комнатных. Полученные данные хорошо согласуются с результатами расчёта зонной структуры монокристаллов  $TlInTe_2$  [3], согласно которым указанное соединение непрямозонное, прямой переход является запрещённым согласно правилам отбора. Численные значения минимальных прямых и непрямых энергетических зазоров:  $E_g^{nep} = 0,65\text{эВ}$  и  $E_g^{np} = 1,16\text{эВ}$ . В настоящей работе приведены результаты изучения процессов переноса заряда в цепочечном полупроводнике  $TlInTe_2$  при низких температурах.

### ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $TlInTe_2$

Измерения удельных сопротивлений проводились на постоянном токе четырёхзондовым комбинационным методом [4] в двух направлениях: параллельном  $\rho_{\parallel}$  и перпендикулярном  $\rho_{\perp}$  тетрагональной оси  $c$  кристалла

(направлению цепочек) в температурном интервале  $80 \div 300\text{K}$ . Образцы для измерений готовились в форме прямоугольных пластин толщинами  $0,25 \div 0,5\text{мм}$  с цепочками, расположенными в плоскости пластин. Индиевые контакты, их размеры и расположение удовлетворяли требованиям [4]. Напряжённость приложенного электрического поля ( $E=10^2 \div 10^3\text{В/см}$ ) соответствовала омической области вольтамперной характеристики.

На Рис.1 приведены температурные зависимости удельных сопротивлений монокристаллов  $\text{TlInTe}_2$  вдоль тетрагональной оси  $c$  ( $\rho_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ей ( $\rho_{\perp}$ ), представленные в координатах Аррениуса. Характерным для обеих зависимостей  $\rho(T)$  является наличие двух участков изменения удельного сопротивления с понижением температуры.



**Рис.1.**

Температурные зависимости удельного сопротивления монокристаллов  $\text{TlInTe}_2$  вдоль тетрагональной оси  $c$   $\rho_{pa}$  и перпендикулярно ей  $\rho_{per}$ .

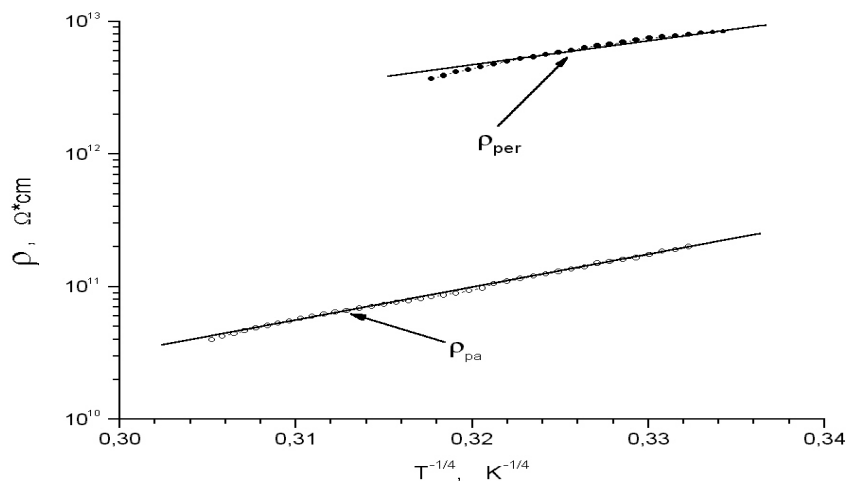
В области относительно высоких температур  $120\text{K} < T < 300\text{K}$  наблюдается экспоненциальное возрастание удельных сопротивлений  $\rho_{\parallel}(T)$  и  $\rho_{\perp}(T)$  с понижением температуры. В этой области температур доминирует проводимость термовозбуждённых примесных носителей заряда в разрешённой зоне. Уменьшение температуры сопровождается быстрым убыванием концентрации примесных носителей заряда, это т.н. область вымораживания примесных носителей заряда. Полученная энергия активации примесных носителей заряда примерно равна  $0,35\text{эВ}$  для  $\rho_{\parallel}(T)$  и  $0,34\text{эВ}$  для  $\rho_{\perp}(T)$ , что неплохо согласуется с данными работы [2]. Согласно [2], из высокотемпературных ( $T > 300\text{K}$ ) исследований электропроводности  $\text{TlInTe}_2$  следует, что энергия активации акцепторов равна  $0,25\text{эВ}$ , а соответствующее значение энергии активации акцепторов, определённое из данных измерений эффекта Холла, равно  $0,28\text{эВ}$ . Следует также отметить, что при уменьшении температуры всего в три раза (от  $300\text{K}$  до  $100\text{K}$ ) удельное сопротивление монокристаллов в обоих направлениях возрастает почти на 8 порядков величины (от  $10^3 \div 10^4\text{Ом}\cdot\text{см}$  до  $10^{11} \div 10^{12}\text{Ом}\cdot\text{см}$ ). Это делает перспективным использование исследованных монокристаллов в качестве чувствительных датчиков температуры или в системах высокоточного контроля и стабилизации температуры.

Как видно из Рис.1, в температурном интервале  $120\text{K} < T < 300\text{K}$  проводимость вдоль цепочек примерно равна проводимости перпендикулярно цепочкам, т.е.  $\rho_{\parallel} \sim \rho_{\perp}$ . Это соответствует представлениям о слабой анизотропии эффективных масс носителей заряда в монокристаллах  $\text{TlInTe}_2$ , вытекающих из расчётов зонной структуры этих кристаллов [3]. Однако с дальнейшим понижением температуры при  $T < 120\text{K}$  удельное сопротивление перпендикулярно цепочкам значительно превосходит удельное сопротивление вдоль цепочек  $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$ . Проводимость в направлении сильной связи существенно превышает проводимость в направлении слабой связи. Аналогичное ранее было отмечено, как в слоистом  $\text{InSe}$  [5] и в изоструктурном  $\text{TlInTe}_2$  цепочечном полупроводнике  $\text{TlSe}$  [6], так и во многих других анизотропных кристаллах. Такая анизотропия проводимости, не соответствующая анизотропии эффективных масс носителей заряда, объяснялась с учётом реальной кристаллической структуры вышеуказанных кристаллов, наличием дефектов и дислокаций, характерных для кристаллов со слабой связью.

Особый интерес представляет низкотемпературная область электропроводности ( $T < 140\text{K}$ ). Как видно из Рис.1 это область непрерывного уменьшения энергии активации проводимости. Температурные зависимости удельных сопротивлений  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$  в этой области температур представлены нами на Рис.2 в координатах Мотта. Очевидно, что экспериментальные точки хорошо спрямляются в приведённых координатах. Это даёт нам возможность предположить, что в указанной области температур перенос заряда вдоль и поперёк цепочкам в монокристаллах  $\text{TlInTe}_2$  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 [7]:

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad T_0 = \beta / kg(\mu)a^3, \quad (1)$$

здесь  $g(\mu)$  - плотность локализованных состояний на уровне Ферми,  $a$  - радиус близких к уровню Ферми локализованных состояний,  $k$  - постоянная Больцмана,  $\beta$  - число, зависящее от размерности задачи.



**Рис 2.**

Температурные зависимости удельного сопротивления монокристаллов  $\text{TlInTe}_2$  в координатах Мотта ( $80\text{K} < T < 120\text{K}$ ).

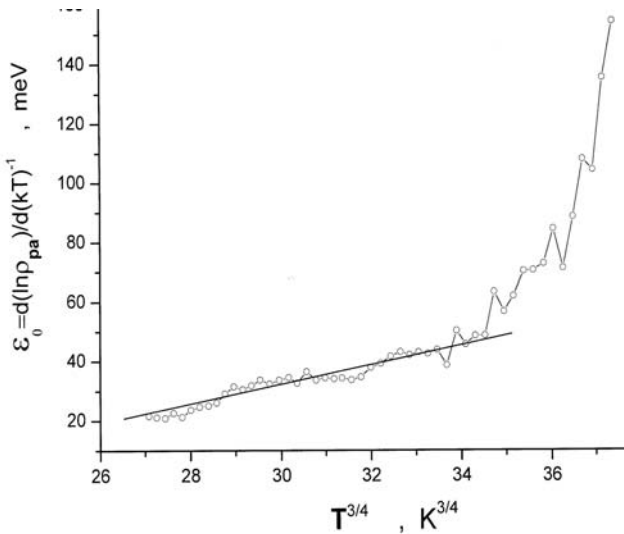
По-видимому, быстрое вымораживание примесных носителей заряда в разрешённой зоне при понижении температуры приводит к тому, что наступает

момент, когда наибольшую роль в электропроводности начинают играть прыжки носителей заряда по отдельным примесным состояниям без активации в разрешённую зону. Конечно, прыжковому механизму проводимости присуща чрезвычайно малая подвижность, поскольку прыжки носителей заряда осуществляются по слабым перекрытиям хвостовых частей волновых функций соседних акцепторов. Однако прыжковая проводимость превосходит зонную, так как в прыжковой проводимости могут принимать участие все находящиеся на акцепторах дырки, а в зонной – только экспоненциально малое число дырок валентной зоны.

Электропроводность, следующую закону Мотта, ещё называют электропроводностью с монотонно убывающей энергией активации  $\varepsilon_0(T)$ . Согласно [8], температурная зависимость энергии активации описывается соотношением:

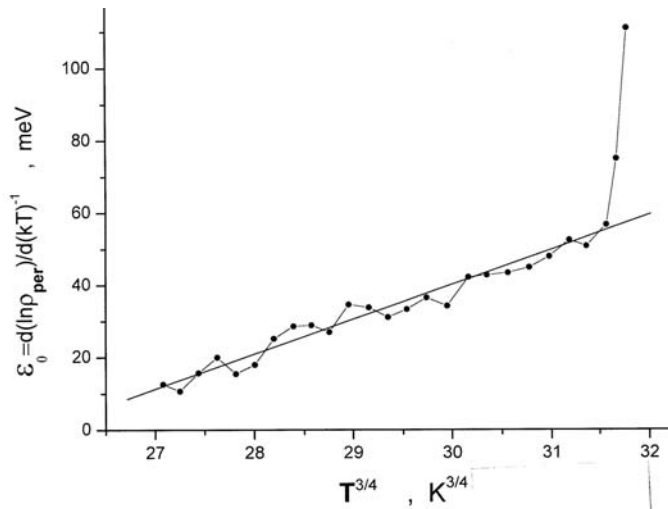
$$\varepsilon_0(T) = \frac{(kT)^{3/4}}{[g(\mu)a^3]^{1/4}}. \quad (2)$$

На Рис.3 и Рис.4 представлены температурные зависимости энергии активации  $\varepsilon_0(T)$ , экспериментально определённые как производные  $\frac{d(\ln \rho)}{d(kT)^{-1}}$  в области прыжковой проводимости при заданной температуре  $T$ . Как видим, действительно, в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка с понижением температуры происходит монотонное уменьшение энергии активации, а сами зависимости  $\varepsilon_0(T^{3/4})$  хорошо экстраполируются прямыми.



**Рис 3.**

Температурная зависимость энергии активации  $\varepsilon_{pa} = d(\ln \rho_{pa}) / d(kT)^{-1}$  в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка при переносе заряда вдоль тетрагональной оси  $c$ .



**Рис 4.**

Температурная зависимость энергии активации  $\varepsilon_{per} = d(\ln \rho_{per}) / d(kT)^{-1}$  в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка при переносе заряда перпендикулярно тетрагональной оси  $c$ .

Вернёмся к Рис.2. Из наклона прямой  $\lg \rho_{\parallel}$  от  $T^{-1/4}$  определена  $T_0 = 1,06 \cdot 10^7 K$  для электропроводности вдоль цепочек  $TlInTe_2$ . Приняв  $\beta = 21$  [8], а радиус локализованных состояний равным характерному радиусу связанного

кулоновского состояния в кристаллах группы  $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$   $a_1 = 20A^0$  [9] можно оценить плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми в монокристаллах TlInTe<sub>2</sub>:  $g(\mu) = 3 * 10^{18} \text{ эВ}^{-1} * \text{см}^{-3}$ . Такое обилие локализованных состояний в запрещённой зоне характерно для кристаллов группы  $A^{III}B^{VI}$  [5] и  $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$  [9], кристаллизующихся в слоистую и цепочечную структуры. Анизотропия сил связей в слоистых структурах способствует возникновению многочисленных дефектов стыковки слоёв, примесей внедрения, вакансий и дислокаций. Это приводит к нарушению периодичности кристаллической структуры, возникновению локализованных состояний с энергиями, попадающими в интервал значений, запрещённых в идеальном кристалле. Ранее, при исследовании явлений переноса заряда в слоистом InSe [5] было показано, что только в рамках модели реального кристалла с учётом несовершенств кристаллической структуры, возможно объяснение значительной анизотропии проводимости, свойственной не только слоистым кристаллам группы  $A^{III}B^{VI}$ , но и, например, классическому слоистому кристаллу – графиту [10].

Воспользовавшись соотношением [8]

$$\frac{R}{a} = \frac{3}{8} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (3)$$

можно при заданной температуре  $T$  оценить среднюю длину прыжка носителей заряда  $R$  по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Как видим, в области применимости (3) с уменьшением температуры средняя длина прыжка носителей заряда увеличивается. Это связано с тем, что с понижением температуры растёт вероятность прыжков носителей заряда на пространственно более удалённые, но энергетически более близкие центры локализации. Носитель заряда, как правило, перепрыгивает в такое состояние, что энергия активации  $\varepsilon$  является наименьшей возможной величиной. Согласно [7], эту энергию активации, представляющую собой ничто иное как ширину оптимальной полосы энергий вблизи уровня Ферми, определяющей практически всю электропроводность при заданной температуре, можно также оценить из:

$$\varepsilon = \frac{3}{4\pi R^3 g(\mu)}. \quad (4)$$

Из соотношений (3) и (4) при температуре  $T=100\text{K}$  вычислены средняя длина прыжка носителей  $R = 135A^0$  и разброс энергий локализованных состояний  $\varepsilon = 33\text{ мэВ}$ . Те же параметры при температуре  $T=80\text{K}$  равны соответственно  $R = 143A^0$ , а  $\varepsilon = 27\text{ мэВ}$ . Как видим, с понижением температуры носители заряда совершают прыжки на пространственно более удалённые, но энергетически более близкие центры локализации. Вычисленные из (4) энергии активации хорошо согласуются со значениями  $d(\ln \rho_{II})/d(kT)^{-1}$ , представленными на Рис.3. Необходимо также отметить, что в присутствии электрического поля носители заряда совершают прыжки на расстояния  $R$  почти в 7 раз превышающие радиус локализации  $a_1$ .

Аналогично, для электропроводности перпендикулярно направлению цепочек монокристаллов TlInTe<sub>2</sub> из Рис.2 по наклону прямой  $\lg \rho_{\perp}$  от  $T^{-1/4}$  определена  $T_0 = 2,6 * 10^6 \text{ K}$ . Учитывая, что вычисленная ранее плотность локализованных состояний составляет  $g(\mu) = 3 * 10^{18} \text{ эВ}^{-1} * \text{см}^{-3}$ , из (1) можно определить радиус локализации носителей при переносе заряда в направлении перпендикулярном направлению цепочек:  $a_2 \sim 1,6a_1 = 32A^0$ . Таким образом, волновая функция

локализованного состояния анизотропна и обладает эллипсоидальной симметрией с полуосями  $a_1 = 20\text{Å}$  и  $a_2 = 32\text{Å}$ , причём большая полуось направлена вдоль направления сильной связи. Среднее расстояние прыжков носителей заряда, вычисленное из (3), при температуре 100К равно  $152\text{Å}$ , а при 80К –  $160\text{Å}$ . Соответственно оцененный из (4) разброс энергий локализованных состояний составляет  $\varepsilon = 23\text{мэВ}$  при 100К и  $\varepsilon = 19,5\text{мэВ}$  при температуре 80К, что хорошо согласуется с величинами  $d(\ln \rho_{\perp})/d(kT)^{-1}$ , представленными на Рис.4. С понижением температуры перенос заряда осуществляется путём прыжков носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми энергетически более выгодным, хотя и пространственно более удалённым, что, как отмечалось выше, является характерной чертой прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. При обычной прыжковой проводимости средняя длина прыжка носителей заряда порядка среднего расстояния между примесями и при изменении температуры не меняется.

Существенная анизотропия проводимости при низких температурах, несоответствующая анизотропии эффективных масс носителей заряда, может быть объяснена лишь с учётом реальной кристаллической структуры исследованных кристаллов. Анизотропное расположение дефектов в цепочечном  $\text{TlInTe}_2$  (что возможно при анизотропной кристаллической структуре) и анизотропия волновых функций локализованных состояний может, согласно [11], привести к наблюдаемой значительной анизотропии прыжковой проводимости.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из полученных нами экспериментальных результатов следует, что с понижением температуры от 300К до 140К проводимость и в направлении цепочек и перпендикулярно им в монокристаллах  $\text{TlInTe}_2$  осуществляется по разрешённой зоне термовозбуждёнными примесными носителями заряда с энергией активации  $0,34\text{эВ}$ . При дальнейшем понижении температуры наблюдается монотонное уменьшение энергии активации проводимости. В области температур  $80\text{К} < T < 120\text{К}$  проводимость в монокристаллах  $\text{TlInTe}_2$  в обоих направлениях осуществляется путём прыжков носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. В этой области температур наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка.

1. D.Muller, G.Eulenberger, H.Hahn, *Z. Anorg. Allg. Chemie*, **398** (1973) 207.
2. G.D.Guseinov, A.M.Ramazanzade, E.M.Kerimova and M.Z.Ismailov, **22** (1967) К 117.
3. Ф.М.Гашимзаде, Г.С.Оруджев, *ДАН Азерб. ССР*, **36** №12 (1980) 18.
4. Н.С.Montgomery, *J. Appl. Phys.*, **42** (1971) 2971; В.Ф.Logan, S.O.Rice, R.F.Wick, *J. Appl. Phys.*, **42** (1971) 2975.
5. Г.Л.Беленький, Н.А.Абдуллаев, В.Н.Зверев, В.Я.Штейншрайбер, *Письма в ЖЭТФ*, **47** (1988) 498.
6. Н.А.Абдуллаев, М.А.Низаметдинова, А.Д.Сардарлы, Р.А.Сулейманов, *ФТТ*, **35** (1993) 77.
7. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир., М., (1974).
8. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука., М., (1979).
9. С.Н.Мустафаева, В.А.Алиев, М.М.Асадов, *ФТТ*, **40** (1998) 612.

10. C.Uher and L.M.Sander. *Phys.Rev. B.*, **27** (1983) 1326.

11. Б.И. Шкловский, *ФТП*, **11** (1977) 2135.

**$\text{TlInTe}_2$  ZƏNCİRVARİ YARIMKEÇİRİCİDƏ YÜKDAŞIYIJILARIN  
KÖÇÜRMƏ MEKANİZMİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

**F.N.ABDULLAYEV, T.Q.KƏRİMOVA, N.A.ABDULLAYEV**

$\text{TlInTe}_2$  zəncirvari yarımkeçiricidə yükdaşıyıcıların xüsusi müqavimətinin zəncirlərboyu və onlara perpendikulyar istiqamətdə temperatur asılılıqları təhlil edilmişdir. Göstərilmişdir ki, baxılan temperatur intervalında hər iki asılılıq üçün iki temperatur oblastı ayırmaq olar: yuxarı temperatur oblastında termikhəyəjanlanmış aşqar yükdaşıyıcıların icazə verilmiş zona yzrə keçiriciliyi üstünlük təşkil edir, aşağı temperatur oblastında isə keçiricilik yükdaşıyıcıların Fermi səviyyəsinə yaxın dar enerji zolağında olan lokal səviyyələr boyu sıçrayışları ilə həyata keçir. Aşqar yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi təyin olunub. Fermi səviyyəsinə yaxın lokal halların sıxlığı, bu halların enerjivə görə, müxtəlif temperaturlarda yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta uzunluğu hesablanmışdır.

**THE FEATURES OF THE MECHANISM OF CARRIERS IN THE  
CHAINED  $\text{TlInTe}_2$  SEMICONDUCTOR**

**F.N.ABDULLAYEV, T.Q.KERIMOVA, N.A.ABDULLAYEV**

The temperature dependence of resistivity in a direction of chains and perpendicularly to them in the chained  $\text{TlInTe}_2$  semiconductor have been analyzed. It was shown, that in temperature range for both dependences one can remark two temperature ranges: at the high temperature range the conductivity of the thermopeterbated impurity carriers by allowed zone dominates, but at low temperature range the conductivity takes place by means of the jumps of the carriers on local states, laying in the narrow energy range near Fermi level.

The activation energy of impurity carriers have been determined. The local state density near Fermi level, the disorder of these states on energy, average distance of the carriers jumps at different temperatures have been evaluated.

Редактор: С.Мехтиева