

## Влияние ионизирующего излучения на механизм токопрохождения в монокристаллах $\text{TlInSe}_2$

© Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, Т.Б. Тагиев, М.Р. Газанфаров, М.А. Мехрабова

Институт радиационных проблем НАН Азербайджана,  
Баку, Азербайджан

E-mail: msrahim@mail.ru

(Поступила в Редакцию 5 апреля 2011 г.)

Исследованы температурная зависимость электропроводности и вольт-амперные характеристики монокристаллов  $\text{TlInSe}_2$  с удельным сопротивлением  $\sim 10^8 \Omega\text{cm}$ , облученных  $\gamma$ -квантами. Установлено, что наблюдаемые аномалии электропроводности при слабых полях и малых дозах облучения связаны с распадом нейтральных комплексов, в состав которых входит междоузельный атом катиона. В сильных электрических полях происходит термополевая ионизация ловушек. Основным механизмом радиационного дефектообразования является образование комплексов  $[V_{\text{In}}^- \text{In}_i^+]$ ,  $[V_{\text{Se}}^- \text{Se}_i^-]$  и других со структурными дефектами, характерными для необлученных кристаллов. Определены энергии активации и концентрации ловушек, а также форма потенциальной ямы в области ловушек.

### 1. Введение

Интерес к полупроводниковым соединениям типа  $A^3B^3C^{6/2}$  ( $A$ —Tl;  $B$ —Ga, In;  $C$ —S, Se, Te), обладающих цепочечной структурой, обусловлен перспективностью использования их в полупроводниковом приборостроении [1–3]. Интересным представителем таких полупроводниковых соединений является  $\text{TlInSe}_2$ , который кристаллизуется в тетрагональной решетке типа  $\text{TlSe}$  (пространственная группа симметрии  $I4/mcm$ ) [4–6]. Атомы Tl в одновалентном состоянии окружены восемью атомами Se, а атомы In в трехвалентном состоянии окружены четырьмя атомами Se. Таллиевые восьмивершинники и индиевые тетраэдры в направлении оси  $C$  образуют параллельные восьмивершинники и тетраэдры, связанные общими квадратными основаниями и горизонтальными ребрами [7]. Характерной особенностью этих кристаллов является их способность к образованию дефектов упаковки, которые сильно влияют на физические свойства этих кристаллов [8]. Влияние дефектов упаковки на электрические свойства кристаллов, а также взаимодействие этих дефектов с радиационными дефектами до настоящего времени не исследовано. Поэтому изучение влияния различных внешних факторов на физические свойства соединений  $\text{TlInSe}_2$  является актуальным. В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния  $\gamma$ -облучения на механизм токопрохождения в специально нелегированных монокристаллах  $\text{TlInSe}_2$  при различных температурах и электрических полях.

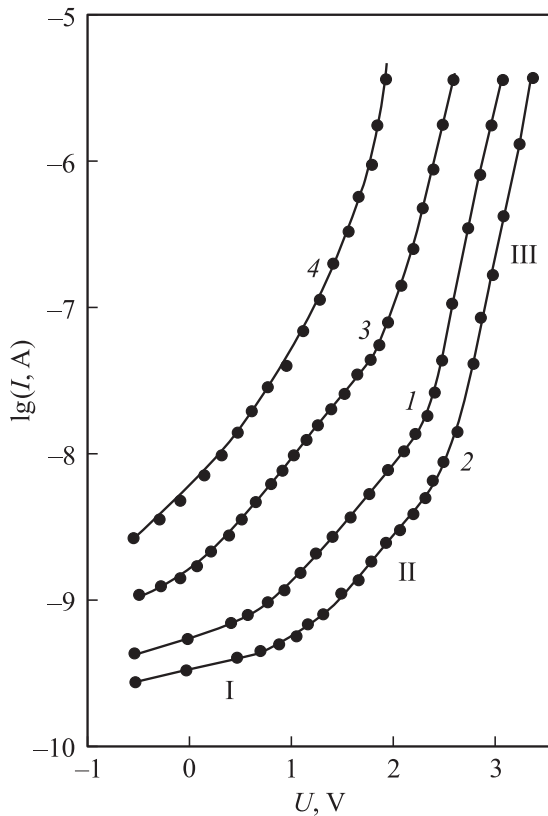
### 2. Методика эксперимента

Монокристаллы выращивались методом направленной кристаллизации, описанным в работе [9]. Монокристаллы имели тетрагональную структуру (параметры решетки:  $a = 8.061 \text{ \AA}$ ,  $c = 6.822 \text{ \AA}$ ), обладали  $p$ -типом

проводимости с концентрацией дырок  $2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Поверхности кристаллов  $\text{TlInSe}_2$  были зеркально-гладкими, что позволило использовать их для исследований без какой-либо дополнительной обработки. Омические контакты к кристаллам наносились плавлением индия к противоположным поверхностям пластин. Площадь электродов составляла  $0.2\text{--}0.3 \text{ mm}^2$ , а расстояние между ними равнялось  $\sim 50 \mu\text{m}$ . Были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) и электропроводимость в интервалах электрических полей  $20\text{--}10^5 \text{ V/cm}$  и температур  $120\text{--}320 \text{ K}$ .

### 3. Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики монокристалла  $\text{TlInSe}_2$  при различных дозах  $\gamma$ -облучения. Как видно из рис. 1, для всех образцов в интервале электрических полей  $1.2 \cdot 10^2\text{--}2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$  при  $T = 290 \text{ K}$  на ВАХ имеются линейные и сверхлинейные участки ( $I \sim U^n$ , где  $n = 1\text{--}4.0$ ). Участок I соответствует закону Ома, участок II — квадратичной зависимости ( $I \sim U^2$ ), участок III — резкому росту тока ( $I \sim U^{3\text{--}4}$ ). Анализ кривых проводился в рамках теории инжекционных токов в твердых телах с безактивационной проводимостью [10]. Экспериментальные результаты, полученные при измерениях в области электрических полей ( $E < 10^2 \text{ V/cm}$ ), показывают, что при облучении ток, величина которого определяется концентрацией носителей заряда исследуемых образцов, уменьшается для доз  $2 \cdot 10^5 \text{ rad}$ . Это приводит к удлинению омического участка ВАХ и резкому росту в конце его, за которым следует квадратичный участок ВАХ (рис. 1, кривая 2). Согласно [10], при наличии в образце ловушек с концентрацией, превышающей концентрацию

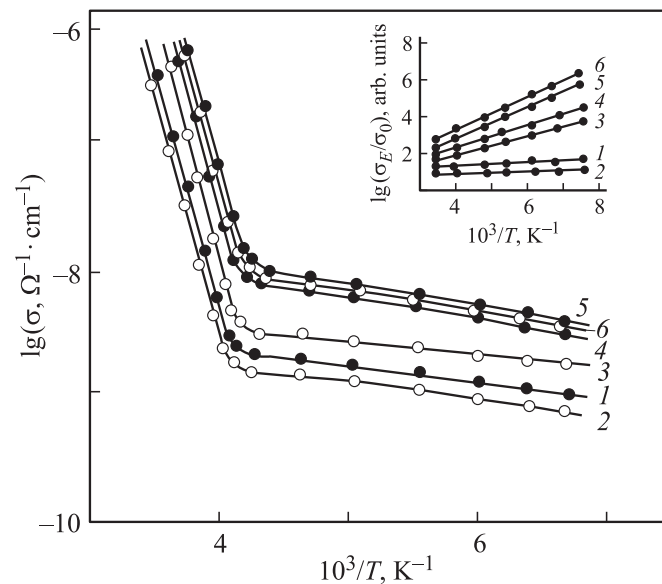


**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики монокристалла  $\text{TlInSe}_2$  при различных дозах  $\gamma$ -облучения.  $D_\gamma$ , rad: 1 — 0, 2 —  $1 \cdot 10^5$ , 3 —  $5 \cdot 10^5$ , 4 —  $1.5 \cdot 10^7$ .

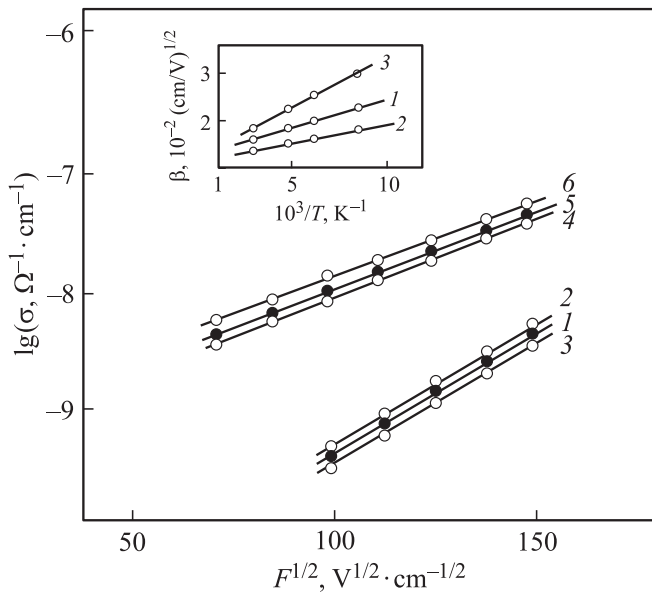
основных носителей, инжектированные носители сначала захватываются ловушками, и концентрация носителей в зоне проводимости практически не изменяется. После дозы  $\Phi = 2 \cdot 10^5$  rad величина тока экспоненциально возрастает с дальнейшим ростом дозы облучения  $\Phi$  (рис. 1, кривые 3, 4), где показатель степени  $n > 3$ . Такой характер ВАХ, по-видимому, может быть обусловлен термополевой ионизацией ловушек [11], концентрация которых зависит от дозы облучения. Полученные расчетные и экспериментальные данные в квадратичной области ВАХ ( $j \sim L^{-3}$ , де  $L$  — толщина образца,  $\theta \approx 2 \cdot 10^{-6}$  — фактор захвата) показывают, что в монокристаллах  $\text{TlInSe}_2$ , облученных до  $2 \cdot 10^5$  rad, перенос носителей заряда в электрических полях ( $E < 10^2$  V/cm) обусловлен монополярной инжекцией и согласуется с теорией Ламперта. При  $E > 10^2$  V/cm наблюдаются отклонения параметров ВАХ от теории Ламперта. В образцах, облученных  $\Phi > 2 \cdot 10^5$  rad, протяженность линейного участка ВАХ при  $E < 10^2$  V/cm оказывается значительно меньшей по сравнению с ВАХ при относительно низких облучениях  $\Phi < 2 \cdot 10^5$  rad. Полученные результаты позволяют нам сделать вывод, что облучение кристаллов до  $10^5$  rad приводит радиационные дефекты к самокомпенсации и проводимость стремится к собственной. При  $\Phi > 2 \cdot 10^5$  rad в результате распада

нейтральных комплексов проводимость образцов увеличивается.

На рис. 2 приведены температурные зависимости электропроводности для кристалла  $\text{TlInSe}_2$  до и после облучения при различных дозах  $\gamma$ -квантов. Видно, что зависимость  $\sigma \sim \exp(10^3/T)$ , вычисленная для омической области ВАХ, состоит из двух прямых с различными наклонами. Энергии активации уровней в  $\text{TlInSe}_2$ , определенные по этим наклонам, соответственно равны 0.17 и 0.45 eV. При облучении дозы до  $10^5$  rad электропроводность ( $E < 10^2$  V/cm) образцов уменьшается (кривая 2), а далее растет с повышением дозы облучения (кривая 3). Температурная зависимость электропроводности образцов при  $E > 10^2$  V/cm (кривые 4–6) показывает, что с ростом дозы облучения величина тока возрастает, а наклон кривых незначительно изменяется. Уменьшение концентрации дырок указывает на то, что при облучении вводятся донорные дефекты. Как отмечалось в [7], уменьшение концентрации дырок при низких дозах  $\gamma$ -облучения связано с компенсацией уровня  $E_v - 0.17$  eV, который принадлежит ионизованному состоянию собственного акцептора [7]. Подобные результаты были получены для слоистого монокристалла GaSe [12]. Это подтверждает тот факт, что ответственным за аномальные изменения концентрации носителей при облучении является распад нейтральных комплексов, в состав которых входит междоузельный



**Рис. 2.** Зависимость электропроводности монокристалла  $\text{TlInSe}_2$  от обратной температуры при различных значениях электрических полей (V/cm) и дозах  $\gamma$ -облучения ( $D_\gamma$ , rad): 1 —  $0.5 \cdot 10^2$  и 0; 2 —  $0.5 \cdot 10^2$  и  $1 \cdot 10^5$ ; 3 —  $0.5 \cdot 10^2$  и  $1 \cdot 10^6$ ; 4 —  $4 \cdot 10^3$  и 0; 5 —  $4 \cdot 10^3$  и  $1 \cdot 10^5$ ; 6 —  $4 \cdot 10^3$  и  $1 \cdot 10^6$ . На вставке: зависимость  $\lg[\sigma E/\sigma_0]$  от  $1/T$  при различных значениях электрических полей ( $10^3$  V/cm) и дозах  $\gamma$ -облучения ( $D_\gamma$ , rad): 1 —  $0.5 \cdot 10^2$  и 0; 2 —  $0.5 \cdot 10^2$  и  $1 \cdot 10^5$ ; 3 —  $0.5 \cdot 10^2$  и  $1 \cdot 10^6$ ; 4 —  $4 \cdot 10^3$  и 0; 5 —  $4 \cdot 10^3$  и  $1 \cdot 10^5$ ; 6 —  $4 \cdot 10^3$  и  $1 \cdot 10^6$ .



**Рис. 3.** Зависимость электропроводности монокристалла  $\text{TlInSe}_2$  от квадратного корня из значений электрических полей при различных дозах  $\gamma$ -облучения ( $D_\gamma$ , rad): 120 К (1 — 0, 2 —  $1 \cdot 10^5$ , 3 —  $5 \cdot 10^5$ ), 300 К (4 — 0, 5 —  $1 \cdot 10^6$ , 6 —  $1.5 \cdot 10^7$ ). На вставке: зависимость коэффициента  $\beta$  от  $10^3/T$  при различных дозах  $\gamma$ -облучения ( $D_\gamma$ , rad): 1 — 0, 2 —  $1 \cdot 10^5$ , 3 —  $1 \cdot 10^6$ .

атом катиона. ВАХ, полученные при  $E > 10^2$  В/см в области резкого роста тока после квадратичного участка, обработаны в соответствии с теорией термоэлектронной ионизации Френкеля [13–15].

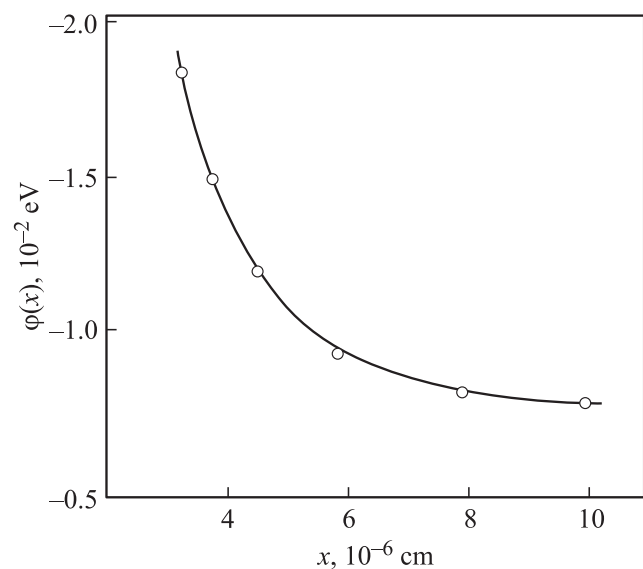
На вставке рис. 2 показана зависимость  $\lg[\sigma_E/\sigma_0]$  от  $1/T$  при различных значениях электрического поля и дозах облучения. Видно, что с ростом электрического поля увеличивается наклон кривых (кривые 1 и 2). Согласно теории [10], это означает, что между эффективной энергией активации носителей и квадратным корнем из напряженности электрического поля существует линейная зависимость. Аналогичные закономерности наблюдались и для облученных образцов при различных дозах  $\gamma$ -облучения (кривые 1–6). Увеличение наклона кривых с ростом дозы облучения при различных электрических полях свидетельствует о том, что радиационные дефекты стимулируют миграцию и перераспределение исходных дефектов в кристаллической решетке [16], что и приводит к сужению эффективной глубины ловушки в энергетическом зазоре.

На рис. 3 приведены зависимости  $\lg \sigma$  от  $F^{1/2}$  для облученных образцов  $p\text{-TlInSe}_2$  при различных значениях температуры в интервале электрических полей  $1.2 \cdot 10^3$ – $2 \cdot 10^5$  В/см. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые с различными наклонами. Наклоны этих кривых с уменьшением температуры увеличиваются, что находится в полном соответствии с теорией эффекта Пула-Френкеля и указывает на рост вероятности полевой ионизации ловушек. Тем-

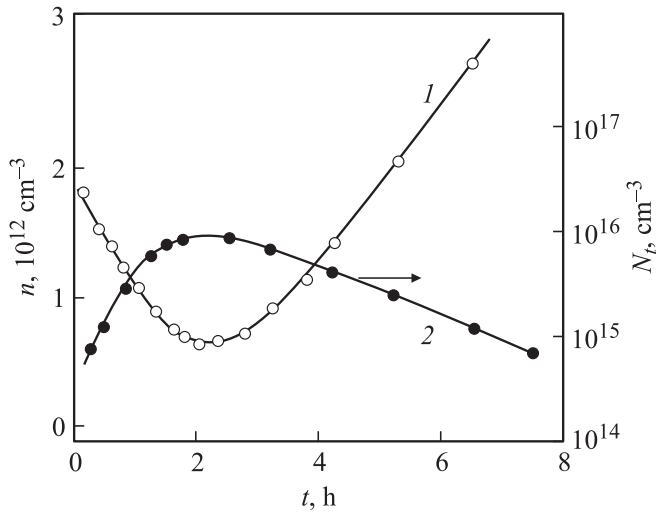
пературная зависимость  $\beta$ , определенная из зависимости  $\sigma(F^{1/2})$  при различных дозах облучения, приведена на вставке рис. 3. Как видно из рисунка, наблюдается рост  $\beta$  с уменьшением температур и экстраполяция зависимости  $\beta \sim 10^3/T$  проходит через начало координат, что согласуется с теорией Френкеля. Следует подчеркнуть, что изменение  $\beta$  наблюдается также при облучении  $\gamma$ -квантами, что обусловлено изменением диэлектрической проницаемости, которая изменяется от 10 до 11 [10].

С помощью [13] определены величины концентрации ловушек  $N_1$  и свободных носителей  $N_f$  до и после облучения  $\gamma$ -квантами, которые меняются  $6.4 \cdot 10^{16}$ – $2.04 \cdot 10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$  и  $2 \cdot 10^{13}$ – $2.7 \cdot 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$  соответственно. По разности значений  $N_f$  была вычислена концентрация радиационных дефектов в монокристалле  $\text{TlInSe}_2$ . Обнаружено увеличение значений  $N_f$  при высоких дозах облучения по сравнению с необлученными образцами, что наблюдалось также в [13,14].

На рис. 4 приведена форма потенциальной ямы, рассчитанная на основе экспериментальных данных согласно методу, описанному в [17]. Как указывается в [17], чтобы электрон покинул центр, должно выполняться условие  $\varepsilon_c > E_0 - \Delta U_0$  ( $E_0$  — глубина уровня, на котором локализован электрон,  $\Delta U_0$  — понижение потенциального барьера в электрическом поле). Длина свободного пробега электрона ( $\lambda$ ) и расстояние от ловушки до максимума потенциальной ямы ( $r_m$ ) в монокристаллах  $\text{TlInSe}_2$ , вычисленные на основе экспериментальных данных, равны  $\lambda \sim 7.9 \cdot 10^{-6}$  см и  $r_m \sim 4.3 \cdot 10^{-6}$  см. Сравнение полученных данных  $\lambda$  и  $r_m$  показывает, что длина свободного пробега электрона больше эффективных размеров потенциальной ямы, поскольку это



**Рис. 4.** Форма потенциальной ямы в облученном монокристалле  $\text{TlInSe}_2$ .



**Рис. 5.** Расчетная зависимость концентраций  $n$  (1) и  $N_i$  (2) от длительности  $\gamma$ -облучения.

условие выполняется также при облучении  $\gamma$ -квантами ( $\lambda > r_m$ ).

На рис. 5 представлена расчетная зависимость концентраций  $n$  (1) и  $N_i$  (2) от длительности  $\gamma$ -облучения. Как следует из рис. 5, для монокристалла  $\text{TlInSe}_2$  с увеличением дозы облучения до  $3 \cdot 10^5 \text{ rad}$  концентрация свободных носителей (кривая 1) в специально нелегированных  $p$ - $\text{TlInSe}_2$  постепенно понижается, затем снова повышается с дальнейшим ростом дозы облучения. Согласно [14], уменьшение концентрации дырок указывает на то, что при низких дозах облучения вводятся донорные радиационные дефекты. Рост концентрации дырок в результате воздействия выше  $3 \cdot 10^5 \text{ rad}$  вызван возрастанием концентрации  $N_a - N_d$ , происходящим практически экспоненциально с дозой со скоростью  $\Delta(N_a - N_d)/\Phi = 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , где  $\Delta(N_a - N_d)$  — изменение  $N_a - N_d$ . Таким образом, в результате  $\gamma$ -облучения образцов  $\text{TlInSe}_2$  происходят радиационно-стимулированные процессы, связанные с активизацией процесса миграции собственных дефектов под действием  $\gamma$ -облучения.

Полученные экспериментальные и расчетные данные в квадратичной области ВАХ ( $j \sim L^{-3}$ ,  $\theta \approx 2 \cdot 10^{-6}$ ) показывают, что в облученных монокристаллах  $\text{TlInSe}_2$  перенос носителей заряда в электрических полях ( $E < 10^2 \text{ V/cm}$ ) обусловлен монополярной инжекцией. Резкий рост тока в сильных полях ( $E > 10^2 \text{ V/cm}$ ) связан термополевой ионизацией локальных ловушек. Это предсказывается теорией Френкеля, согласно которой при ионизации центров энергия активации носителей тока уменьшается с ростом поля на величину  $2e(eE/\epsilon)^{1/2}$ . Линейная температурная зависимость коэффициента  $\beta \sim 1/T$ , определенная из зависимости  $\lg \sigma \sim f(\sqrt{F})$  при различных температурах (рис. 3), указывает на применимость теории Френкеля для объяснения полученных данных.

Таким образом, при  $\gamma$ -облучении монокристаллов  $\text{TlInSe}_2$  происходят радиационно-стимулированные процессы, связанные с активизацией процесса миграции собственных дефектов под влиянием  $\gamma$ -облучения. Это приводит к нарушению трансляционной инвариантности кристаллической структуры и изменению зарядовых состояний локализованных уровней в запрещенной зоне кристалла, что создает условия для осуществления механизма термополевой ионизации. С использованием экспериментальных данных и согласно [17] определена глубина потенциальной ямы обнаруженных центров, а также вычислена длина свободного пробега носителей тока. Величина длины свободного пробега в кристаллах  $\text{TlInSe}_2$  составляет  $\sim 7.9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ . Полученные данные позволяют предположить, что в электрических полях более  $10^4 \text{ V/cm}$  выполняются условия [10] для полевой ионизации ловушек.

#### 4. Заключение

В результате проведенных исследований установлено, что в кристаллах  $\text{TlInSe}_2$ , обладающих дефектами упаковки, основным механизмом дефектообразования являются структурные дефекты катионного и анионного происхождения. Под действием облучения радиационные дефекты взаимодействуя, в зависимости от дозы  $\gamma$ -квантов приводят к частичной компенсации, а в дальнейшем — к стимулированию дефектообразования. Совокупность экспериментальных данных об электропроводности облученных кристаллов  $\text{TlInSe}_2$  в широком интервале температур и электрических полей хорошо согласуется с теорией Френкеля. Это позволяет заключить, что наблюдаемый эффект поля связан со структурными особенностями исходных дефектов, а радиационные дефекты, вводимые  $\gamma$ -квантами, стимулируют процесс ионизации ловушек с энергией  $0.17 \text{ eV}$  и не влияют заметным образом на характер электропроводности монокристаллов  $\text{TlInSe}_2$ .

#### Список литературы

- [1] И.В. Алексеев. ФТП **32**, 5, 588 (1998).
- [2] А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова. ФТТ **53**, 3, 443 (2011).
- [3] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, А.А. Исмаилов. ФТТ **51**, 11, 2140 (2009).
- [4] D. Muller, G. Eulenberger, H. Hahn, Z. Anorg. Allg. Chem. **438**, 258 (1982).
- [5] G. Guseinov, A.M. Ramanzade, E.M. Kerimova, M.Z. Ismailov. Phys. Stat. Sol. **22**, K117 (1967).
- [6] S. Bradtmuller, R. Kremer, P. Buttcher. Anorg. Allg. Chem. **620**, 1073 (1994).
- [7] Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, Т.Б. Тагиев, М.Р. Газанфаров. Изв. НАН Азерб. Сер. физ.-мат. наук. **30**, 2, 100 (2010).
- [8] S. Kashida, K. Nakamura, S. Katayama. Solid State Commun. **82**, 127 (1992).

- [9] О.М. Алиев, А.И. Наджафов, Т.Ф. Магсудова, П.Г. Рустамов, О.А. Алиева, Н.М. Зейналов. АС СССР № 1199162 (1985).
- [10] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. Мир, М. (1973). 416 с.
- [11] Я.И. Френкель. Сб. изб. тр. Изд-во АН СССР, М.–Л., (1958). Т. 2. С. 600.
- [12] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, А.М. Горшков, Ф.А. Зайтов, В.И. Стафеев, Э.Ю. Салаев, Г.М. Шаляпина. ФТТ **16**, 6, 1136 (1982).
- [13] O.B. Tagiev, G.H. Kasimova. Phys. Status Solidi A **128**, 167 (1981).
- [14] Ya.I. Frenkel. Phys. Rev. **54**, 657 (1938).
- [15] P.C. Мадатов, А.И. Наджафов, В.С. Мамедов, М.А. Мамедов. Изв. НАН Азерб. Сер. физ-мат. наук. **27**, 2, 100 (2008).
- [16] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Атомиздат, М. (1969). 191 с.
- [17] А.Н. Георгобиани, В.И. Демин, Е.С. Логазинская. Тр. ФИАН им. П.Н. Лебедева **182**, 69 (1987).