

**ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
В ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ  
МОНОКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ИНДИЯ**

**А.Ш.АБДИНОВ, Р.Ф.БАБАЕВА, Р.М.РЗАЕВ, Г.Х.ЭЙВАЗОВА**

*Бакинский Государственный Университет  
AZ 1145, г.Баку, ул.З.Халилова, 23*

Исследовано влияние легирования редкоземельными элементами (РЗЭ) типа гадолиния, гольмия и диспрозия при различных содержаниях введенной примеси ( $N_{РЗЭ}=0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$  ат.%) на особенности статической ВАХ и температурной зависимости плотности темнового тока в диапазоне 77÷450К в высокоомных монокристаллах n-InSe.

Установлено, что в специально нелегированных кристаллах n-InSe при  $T \geq 150$ К токопрохождение определяется режимом ТООЗ. С понижением температуры наблюдается заметное отклонение от режима ТООЗ. При легировании с  $N_{РЗЭ} \leq 10^{-4}$  ат.% это отклонение усиливается, а при  $N_{РЗЭ} > 10^{-4}$  ат.% наоборот, резко уменьшается. Полученные результаты объясняются на основе зависимости степени пространственной неоднородности кристаллов n-InSe<РЗЭ> от уровня легирования РЗЭ.

В [1-5] сообщалось о влиянии легирования редкоземельными элементами (РЗЭ) типа гадолиния (Gd), гольмия (Ho) и диспрозия (Dy) на электрические и фотоэлектрические свойства монокристаллов селенида индия (InSe). Хотя при этом часть полученных результатов нашли свои удовлетворительные объяснения, однако, остались и невыясненные аспекты, которые требуют независимых дополнительных исследований.

С этой целью в представленной работе нами исследованы особенности ВАХ легированных редкоземельными элементами Gd, Ho, Dy кристаллов n-InSe. Было установлено в [6-8], что подобные исследования могут помочь выяснению особенностей процесса токопрохождения и определения энергетического спектра запрещенной зоны в этом материале.

Измерения проводились в интервале температуры 77÷450К при напряженностях электрического поля вплоть до  $E=10^3$  В/см (в предпробойной области ВАХ). Изучаемые образцы получались путем скалывания от крупных монокристаллических слитков n-InSe<РЗЭ>, которые выращивались методами Бриджмена и медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка. Бралась кристаллы n-InSe<РЗЭ> с процентным содержанием введенной примеси  $N_{РЗЭ}=0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$  ат.%. Толщина образцов – расстояние между контактами (d) - варьировалась в пределах 20÷300мкм. Токовые контакты создавались путем припаивания металлического индия (In) и олова (Sn) или же нанесением серебряной пасты на открытом воздухе на свежесколотые поверхности образцов. Оказалось что, наиболее подходящей и информативной структурой является In-InSe<РЗЭ>-In. Расположение контактов были таковы, чтобы ток через изучаемые образцы протекал в направлении перпендикулярно естественным слоям. Удельное темновое сопротивление изучаемых образцов при 300К в зависимости от значения  $N_{РЗЭ}$  составляло  $\rho_{т0}=10^4 \div 10^5$  Ом·см и значительно (почти на 3-4 порядка) увеличивалось с понижением температуры до 77К.

Снимались статические ВАХ кристаллов InSe<РЗЭ> при различных значениях  $N_{РЗЭ}$  (Рис.1) и температурах (Рис.2), а также температурная зависимость

плотности темнового тока ( $j$ ) этих образцов при различных значениях приложенного напряжения и  $N_{P3Э}$  (Рис.3).

Установлено, что в области относительно низких температур ( $T \leq 120K$ ) в специально нелегированных кристаллах n-InSe, ВАХ при малых значениях приложенного напряжения подчиняется экспоненциальному (Рис.1, кривая 1), а при относительно больших значениях - степенным ( $I \sim U^r$ ) законам. В степенном участке ВАХ с ростом приложенного напряжения ( $U$ ) показатель степени ( $r$ ) получает последовательные значения  $r=1, r=2, r>2$ , и, наконец, опять  $r=2$ . На участке крутого роста тока (где  $r>2$ ) при 77К значение показателя степени достигает  $\sim 5$ . С ростом температуры, во-первых, на кривых ВАХ (при  $T \leq 120 \div 150K$  для различных образцов) исчезает участок с экспоненциальной зависимостью, во-вторых, уменьшается значение  $r$  на участке крутого роста тока (при  $T \geq 400 K$  значение  $r$  составляет  $\sim 2$ ), в- третьих, расширяется протяженность линейного участка ВАХ.

Согласно [6-8] такой степенной ход ВАХ в изучаемых кристаллах InSe обусловлен осуществлением режима токов, ограниченных объемными зарядами (ТООЗ). Однако, в рамках существующей теории ТООЗ [9] остается невыясненным обнаруженный в области относительно низких температур начальный экспоненциальный участок ВАХ. При прочих одинаковых условиях с ростом  $N_{P3Э}$ , независимо от материала РЗЭ, яркость проявления и протяженность экспоненциального участка ВАХ сначала (до  $N_{P3Э} \approx 10^{-4}$  ат.%) увеличивается (Рис.1, кривая 2), а далее уменьшается и при  $N_{P3Э} \approx 10^{-1}$  ат.% этот участок ВАХ при рассмотренных нами условиях почти исчезает (рис.1, кривые 3 и 4). При этом, протяженность линейного участка ВАХ сначала уменьшается, а далее растет. Экспоненциальный участок ВАХ исчезает также при освещении изучаемого образца белым или же собственным светом (Рис.1, кривая 5). Воздействие собственного или белого света приводит также к расширению линейного участка ВАХ.

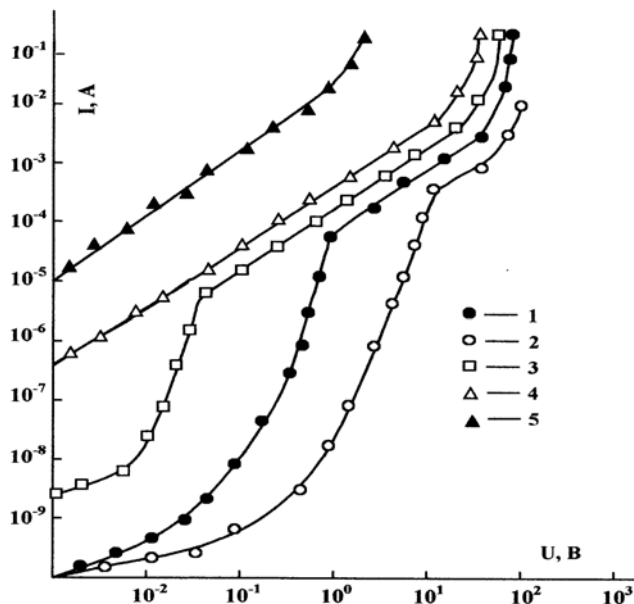


Рис.1.

Статические ВАХ кристаллов InSe <Dy> при различных уровнях легирования.  $N_{Dy}$ , ат. %: 1-0; 2,  $5 \cdot 10^{-5}$ ; 3- $10^{-3}$ ; 4- $10^{-1}$ . Кривые 1÷4 – в темноте, кривая 5 - при воздействии белого света,  $T = 77 K$ .

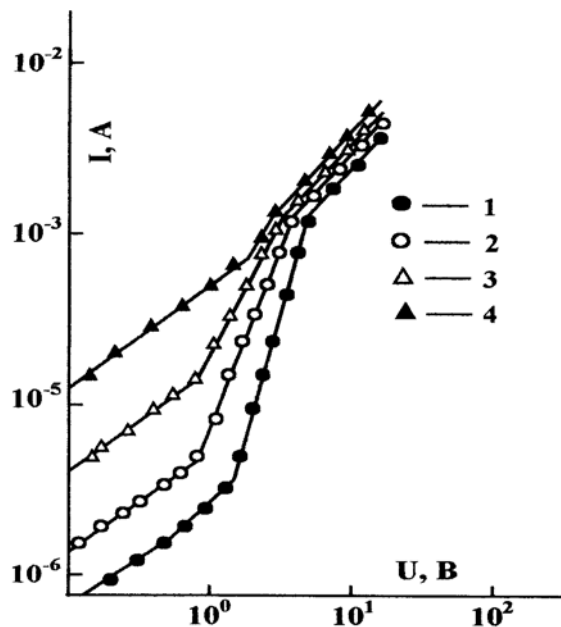


Рис.2.

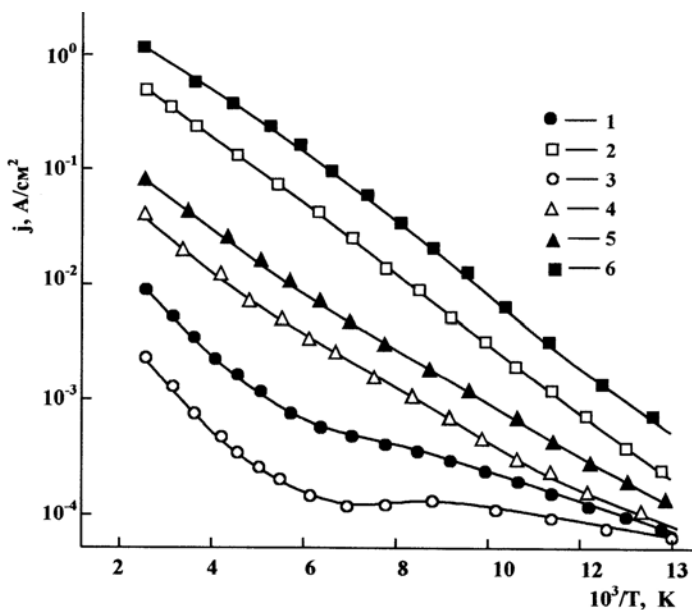
Статические ВАХ кристаллов InSe<Dy> при различных температурах.  $T, K$ : 1 - 77; 2 - 120; 3 - 250; 4 - 300.  $N_{Dy} = 10^{-1}$  ат.%.

Следуя работам [6-8], из степенных участков ВАХ специально нелегированных и легированных РЗЭ типа Gd, Ho и Dy с различной  $N_{PЗЭ}$  при помощи формул теории Ламперта для ТООЗ [9] оценены значения энергетической глубины залегания ( $\varepsilon_i$ ) и плотности ( $N_i$ ) ловушек, а также подвижности ( $\mu$ ) и концентрации ( $n_0$ ) свободных носителей заряда в изучаемых кристаллах InSe<PЗЭ> при различных условиях (температурах, материалах и количествах вводимой примеси РЗЭ). Установлено наличие в изучаемых кристаллах двух групп локальных состояний с энергетической глубиной залегания  $\varepsilon_{i1} \approx \varepsilon_c - 0,30$  эВ и  $\varepsilon_{i2} \approx \varepsilon_c - 0,50$  эВ, соответственно. Значения  $\varepsilon_{i1}$  и  $\varepsilon_{i2}$  почти не зависят от температуры и степени легирования кристаллов, а плотность (концентрация) соответствующих уровней прилипания (особенно уровней с  $\varepsilon = \varepsilon_{i1}$ ) меняется с  $N_{PЗЭ}$ . Найденные при этом значения  $\varepsilon_{i1}$  и  $\varepsilon_{i2}$  хорошо согласуются со значениями для глубины залегания мелких  $\alpha$ - и глубоких  $\beta$ -уровней прилипания [10], найденных из других (фотоэлектрических) исследований в изучаемых кристаллах InSe<PЗЭ> [11-16].

Измерены также температурная зависимость плотности тока ( $j$ ) в изучаемых кристаллах InSe<PЗЭ> (Рис.3). Оказалось, что при рассмотренных нами условиях ход кривых зависимостей  $j(T)$  существенным образом зависит как от величины приложенного к изучаемой структуре внешнего напряжения и воздействия внешней подсветки, так и от значения  $N_{PЗЭ}$ . В частности, в специально нелегированных кристаллах InSe в области относительно низких температур ( $T \leq 120 \div 150$  К) и малых внешних напряжений, где доминирует экспоненциальная зависимость тока от напряжения, зависимость  $\lg j$  от  $10^3/T, K$  имеет активационный характер и кривые зависимости  $j(T)$  состоят из двух частей – начальной (низкотемпературной) пологой и последующей (высокотемпературной) более резкой. Найденные по наклону этих частей кривых  $\lg j(10^3/T, K)$  значения для энергии активации в различных образцах оказались  $\varepsilon_{\alpha 1} \approx (0,05 \div 0,07)$  эВ и  $\varepsilon_{\alpha 2} \approx (0,25 \div 0,30)$  эВ, соответственно. С ростом приложенного к изучаемым образцам внешнего напряжения значение  $\varepsilon_{\alpha 1}$  постепенно увеличивается. Наконец, при напряжениях, находящихся за пределами экспоненциальной части ВАХ, кривые  $\lg j(10^3/T, K)$  изображаются лишь одной прямой линией. Определенные из наклона

этой прямой линии значения энергии активации составляют  $\varepsilon_{\alpha} \approx (0,20 \div 0,25)$  эВ для различных образцов и от приложенного к образцу внешнего напряжения почти не зависят.

Рис.3.



Температурная зависимость плотности тока ( $j$ ) в монокристаллах InSe<Dy> при различных значениях приложенного напряжения (кривые 1, 2, 3) и уровнях легирования (кривые 2, 4, 6).  
 U, В: 1, 3, 5 - 1; 2, 4, 6 - 15.  
 $N_{Dy}$ , ат. %: 1, 2 - 0; 3, 4 -  $10^{-5}$ ; 5, 6 -  $10^{-1}$ .

При освещении изучаемых образцов белым или же собственным светом ход кривых  $lgj(10^3/T, K)$  тоже меняется. В частности, при малых напряжениях (когда доминирует экспоненциальная зависимость  $I$  от  $U$ ) под воздействием света первый наклон кривых  $lgj(10^3/T, K)$  исчезает и зависимость  $j(T)$  изображается одной прямой линией с наклоном, соответствующим  $\varepsilon_{\alpha 2}$ .

Интересным оказалось также влияние легирования РЗЭ на ход кривых  $lgj(10^3/T, K)$ . Как в других случаях, здесь также наблюдается существенная зависимость лишь от  $N_{РЗЭ}$ , а не от материала РЗЭ. В частности, при прочих одинаковых условиях в области малых напряжений с ростом  $N_{РЗЭ}$  наклон высокотемпературной части кривых  $lgj(10^3/T, K)$  не меняется, а наклон низкотемпературной части (значение  $\varepsilon_{\alpha 1}$ ) сначала несколько увеличивается относительно исходного, потом приближается к исходному, и наконец, (при  $N_{РЗЭ} \approx 10^{-1}$  ат.%) эта область почти исчезает и кривые зависимости  $lgj(10^3/T, K)$  характеризуются лишь одним наклоном, который соответствует  $\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_{\alpha 2} \approx (0,20 \div 0,25) \text{эВ}$ .

Сравнения вычисленных, исходя из теории ТООЗ, значений для параметров  $N_b$ ,  $n_0$ ,  $\mu$  со значениями этих же параметров, найденных из других [13-17] измерений (эффекта Холла, термостимулированных токов, индуцированной примесной фотопроводимостью, разогрева носителей заряда сильным СВЧ электрическим полем) показывают, что в области относительно низких температур результаты, полученные по ТООЗ, значительно отличаются от других. Причем, именно результаты, полученные по ТООЗ, оказываются не реальными: или слишком низкими, или же неоправданно высокими. Однако, с ростом температуры это расхождение постепенно ослабевает и при  $T > 150 \text{К}$  почти совсем исчезает. В некоторых случаях найденные по теории ТООЗ значения  $N_b$ ,  $n_0$  и  $\mu$  оказываются более реальными, чем найденные из других исследований. Эта проблема – значительное отклонение результатов по ТООЗ при определенных условиях от реальности в слоистых кристаллах соединений  $A_3B_6$  – долгое время оставалась невыясненной. Были сделаны лишь различные предположения. Однако, в [6,7] на основе подробного анализа различных вариантов было аргументированно показано, что основной причиной обнаруженного расхождения между численными значениями некоторых параметров, найденных по ТООЗ и другими независимыми методами, может быть пространственная неоднородность высокоомных кристаллов соединений  $A_3B_6$  со слоистой структурой. Хотя в пользу правильности сделанного предположения свидетельствует также влияние внешнего напряжения на ход кривых температурной зависимости плотности тока при низких температурах и малых напряжениях [6,7], ослабление и, наконец, исчезновение расхождения между значениями отдельных параметров, найденных по теории ТООЗ и другими способами с ростом температуры, однако, оно нуждается в дополнительных исследованиях. Кажется, что обнаруженные нами влияния легирования РЗЭ на темновые ВАХ и ход кривых температурной зависимости плотности тока, а также на численные значения таких параметров, как  $N_b$ ,  $n_0$ ,  $\mu$  в высокоомных кристаллах InSe, тоже могут быть непосредственным доказательством этого предположения.

В частности предполагается, что введенные атомы РЗЭ, растворяясь в естественных слоях InSe, во-первых, увеличивают межслоевые связи и сближают значения диэлектрической проницаемости вдоль и поперек естественных слоев [6]. Это, в свою очередь, уменьшает почти до нуля влияние слоистости кристаллов на полученные по теории ТООЗ значения отдельных параметров. Во-вторых, введенные в изучаемые кристаллы примеси РЗЭ влияют на степень их пространственной неоднородности. Сначала, с ростом  $N_{РЗЭ}$  степень пространственной неоднородности кристаллов несколько увеличивается, а далее, уменьшаясь при  $\sim 10^{-1}$  ат.%, почти сводится к нулю, и изучаемые кристаллы при

этом начинают вести себя как пространственно-однородные полупроводники. Поэтому сначала, с ростом  $N_{PЗЭ}$  несколько (хотя и слабо) увеличиваются как наклон низкотемпературной части кривых  $I_{gj}(10^3/T, K)$ , так и расхождение в значениях параметров  $N_b$ ,  $n_0$  и  $\mu$ , найденных по ТООЗ и другими способами. При этом, увеличение значения  $N_t$  при  $N_{PЗЭ} \approx 10^{-1}$  ат.%, относительно имеющего место в специально нелегированных кристаллах позволяет нам предполагать, что примеси РЗЭ входят в изучаемые кристаллы в качестве мелких уровней  $\alpha$ -прилипания. В пользу правильности этого предположения свидетельствуют также зависимость величины спектрального распределения и скорости релаксации различных фотоэлектрических эффектов, которые обнаруживаются в изучаемых кристаллах и связываются с наличием в них мелких уровней  $\alpha$ -прилипания [11-17].

В частности, предполагается следующее. В изучаемых кристаллах InSe, как и следует из результатов работ [13, 14], одновременно существуют мелкие  $\alpha$ - и глубокие  $\beta$ -уровни прилипания. В нелегированных специально кристаллах InSe концентрация и энергетическая глубина залегания этих уровней составляют  $N_{t1} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $\varepsilon_{t1} \approx 0,25 \div 0,30 \text{ эВ}$ ;  $N_{t2} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\varepsilon_{t2} \approx 0,50 \text{ эВ}$ , соответственно [11-16]. Кроме того, уровни  $\alpha$ -прилипания преимущественно локализованы в низкоомной матрице, а уровни  $\beta$ -прилипания в высокоомных включениях (ВО) кристалла [13,16]. Именно такое неоднородное распределение мелких  $\alpha$ - и глубоких  $\beta$ -уровней прилипания вызывает отличие удельных сопротивлений этих частей, а также флуктуации потенциала и двухбарьерную структуру изучаемых высокоомных кристаллов InSe. При легировании РЗЭ вследствие введения атомов РЗЭ внутрь естественных слоев, сначала, под воздействием существующего в изучаемых кристаллах внутреннего электрического поля ионы РЗЭ в основном накапливаются в НО, а после определенного значения  $N^0_{PЗЭ}$  (после предельного значения растворимости РЗЭ в НО) начинается их введение также в ВО части. Последний процесс продолжается вплоть до обеспечения в ВО части  $N_{PЗЭ} \approx N^0_{PЗЭ}$ . После этого изучаемые образцы ведут себя как «квазиоднородные» кристаллы с большим (относительно исходного) количеством мелких уровней  $\alpha$ -прилипания. Поэтому, во-первых, при низких температурах, а также малых напряжениях для них хорошо оправдывает себя теория Ламперта для ТООЗ, во-вторых, в них усиливаются эффекты, связанные с наличием мелких уровней  $\alpha$ -прилипания.

1. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, *Неорганические материалы*, **30** (1994) 339.
2. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, *Неорганические материалы*, **31** (1995) 1020.
3. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, Ю.Г.Нуруллаев, *Неорганические материалы*, **32** (1996) 1446.
4. Z.A.Iskenderzade, O.M.Sadykhov and A.Sh.Abdinov, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **80** (1985) k.77.
5. З.А.Искендер-заде, О.М.Садыхов, А.Ш.Абдинов, *ДАН Аз.ССР*, **41** №8 (1985) 28.
6. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде, Н.М.Мехтиев, М.Д.Хомутова, А.Г.Шарипов, *ФТП*, **10** (1976) 76.
7. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, Ф.И.Мамедов, *ФТП*, **16** (1982) 993.
8. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, Ф.И.Мамедов, *ДАН Аз.ССР*, **37** №11 (1981) 22.
9. М.Ламперт, П.Марк, *Инжекционные токи в твердых телах*, Мир, М., (1973) 416.
10. С.М.Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*, Наука, М., (1963) 494.

11. А.Ш.Абдинов, А.А.Ахмедов, Я.Г.Гасанов, А.З.Магомедов, *ФТП*, **15** (1981) 1255.
12. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, *ФТП*, **16** (1982) 796.
13. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, *ФТП*, **16** (1982) 1523.
14. А.Ш.Абдинов, П.Г.Аббасова, Я.Г.Гасанов, *ФТП*, **17** (1983) 761.
15. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, Ю.Г.Нуруллаев, *Сб. Физика плазмы и конденсированных сред, Изд. АГУ. Баку*, (1985) 34.
16. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, Ю.Г.Нуруллаев, *Сб. Неравновесные процессы в слоистых полупроводниках, Изд. АГУ. Баку*, (1987) 71.
17. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде, *ФТП*, **9** (1975) 1561.

**NADİR TORPAQ ELEMENTLƏRİ İLƏ AŞQARLANMIŞ İNDİUM-SELEN  
MONOKRİSTALLARINDA VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKASININ XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

**Ə.Ş.ABDİNOV, R.F.BABAYEVA, R.M.RZAYEV, G.H.EYVAZOVA**

Daxil edilən qadolinium, holmium və disprozium tipli nadir torpaq elementi aşqarlarının  $N=0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$  at % qiymətlərində aşqarlanmanın n-InSe monokristallarında volt-ampere xarakteristikaya təsiri tədqiq olunmuşdur.

Göstərilmişdir ki, aşqarlanmamış n-InSe kristallarında  $T \geq 150K$  cərəyanın axma mexanizmi həcmi yüklərlə məhdudlaşmış cərəyan nəzəriyyəsinə tabe olur, aşağı temperaturlarda isə ondan kənara çıxır. Göstərilən nadir torpaq elementləri ilə aşqarladığında  $N \leq 10^{-4}$  at% qiymətlərində bu kənara çıxma güclənir,  $N > 10^{-4}$  at%-də isə əksinə – azalır. Fərz olunur ki, aşqarlanmanın volt-ampere xarakteristikaya müşahidə olunan təsiri öyrənilən kristalların nizamlılıq dərəcəsinin daxil edilən aşqarların miqdarından asılılığından irəli gəlir.

**THE PECULIARITIES OF VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS IN INDIUM SELENIUM  
MONOCRYSTALS DOPED BY RARE ELEMENTS**

**A.SH.ABDINOV, R.F.BABAYEVA, R.M.RZAYEV, G.KH.EYVAZOVA**

The influence of doping by rare elements (RE) such as gadolinium, holmium and dysprosium, with various contents ( $N_{RE}=0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$  at.%) on peculiarities of static VAC and temperature dependence of dark current density of the high-resistance crystals of InSe was investigated in the temperature range of  $77 \div 450K$ .

It was established, that the current passage was determined by currents regimes limited on volumetric charge (CLVC) at  $T \geq 150K$  in specially nondoped crystals of InSe. The appreciable rejection from CLVC regime was observed in these crystals with decreasing of temperature. At doping by RE with  $N_{RE} \leq 10^{-4}$  at.% these deviations increased and at  $N_{RE} > 10^{-4}$  at.% with increasing of the doping level, on the contrary, decreased. It was supposed, that such dependence of the current passage features on  $N_{RE}$  in high-resistance crystals of InSe first of all was caused with dependence of spatial heterogeneity degree of this semiconductor on the contents of the entered RE impurity.

Редактор: С.Мехтиева