

КРАЕВАЯ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В γ -ОБЛУЧЕННОМ InSe

О.З. АЛЕКПЕРОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние малых доз γ -облучения на спектры красной и ультрафиолетовой (УФ) фотопроводимости (ФП) в-InSe. Установлен различный характер изменения ФП при облучении в области края и в УФ, обусловленный различным доминирующим вкладом, соответственно, фотовозбужденных электронов и дырок. Уменьшение концентрации мелких примесей при облучении приводит к росту красной ФП на несколько порядков по величине. При этом спадает УФ ФП, что противоречит фотоударному механизму ФП, при котором, как известно, УФ ФП превосходит красную. Предложена интерпретация высокой УФ ФП кристаллов A³B⁶, основанная на предположении о наличии зон легких дырок в глубине валентных зон. Доказано преобладание примесно-радикального механизма образования радиационного дефекта.

В слоистых полупроводниках A³B⁶, в частности, в InSe, имеет место высокая ультрафиолетовая (УФ) фотопроводимость (ФП), существенно превосходящая красную [1]. Причем красная и УФ ФП специально не легированных образцов InSe коррелируют друг с другом и концентрацией остаточных мелких примесей. Механизм высокой УФ ФП, в частности, причина ее превосходства над красной, остается не изученным. Отметим, что почти идеальная поверхность слоистого кристалла, обусловленная направленностью связей между атомами во внутренний слой, может лишь способствовать идентичности условий для объемной и поверхностной ФП, но не может служить причиной превосходства УФ ФП над красной. В некоторых полупроводниках и структурах на их основе также обнаружено частичное превосходство УФ ФП над красной [2-6]. В указанных работах, как правило, это явление объясняют механизмом фотоударной ионизации [7-9]. Он заключается в ударной ионизации валентного электрона фотовозбужденным, когда кинетическая энергия последнего превышает E_g . При этом один квант с энергией $E_{\text{ph}} \gg E_g$ может создавать несколько пар носителей, что, в принципе, может приводить к кратному увеличению квантовой эффективности ФП в УФ области.

С целью изучения механизма УФ ФП в слоистых полупроводниках представляет интерес исследование влияния радиационных дефектов на их УФ и красную фотопроводимость. В работах [10-12] сообщается о незначительном росте красной ФП с дальнейшим уменьшением ее до исчезновения при постапном γ -облучении слоистых полупроводников InSe, GaSe и GaS при $T=300$ К. При этом использованы значительные дозы облучения, превышающие Мрад.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния малых доз (до 100 крад) облучения γ -квантами при $T=300$ К на фотозелектрические свойства InSe в интервале энергий светового кванта (1-6,5) эВ. Источником облучения служил ⁶⁰Co, с энергией γ -кванта 1,33 МэВ и плотностью потока излучения $\Phi=1.4 \cdot 10^{11}$ кв/(сек·см²). Использовались полученные методом Бриджмена образцы InSe, с существенно различающейся концентрацией остаточных мелких примесей. Спектры ФП регистрировались синхронным детектированием с частотой модуляции светового потока 20 Гц.

Эксперименты показали, что характер изменения УФ и красной ФП при облучении малыми дозами различен, и это различие зависит от исходной концентрации мелких примесей.

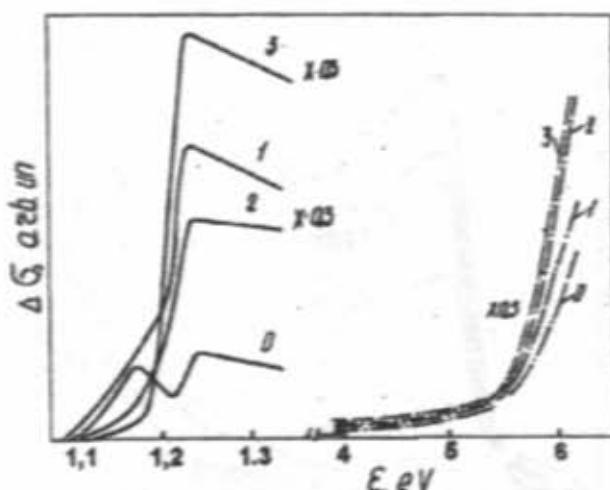


Рис. 1. Красная и УФ ФП InSe с большой концентрацией мелких примесей после облучения:
0 – исходный; 1 – 1 мин.; 2 – 3 мин.

На рис. 1-3 приведены спектральные зависимости изменения удельной статической проводимости $\Delta\sigma(hv)$, нормированные на один квант поглощенного излучения в единицу времени для красной и УФ ФП при постапном облучении при $T=300$ К для трех образцов с различной концентрацией мелких примесей. О большой концентрации примесей в образце (рис. 1) свидетельствует меньшая, почти на два порядка, величина фотосигнала по сравнению с легированными при $E_{\text{ph}} > E_g$. Об этом же свидетельствует наличие в его исходном спектре интенсивной полосы примесной ФП при $E < E_g$. По мере роста дозы облучения красная ФП возрастает. В некоторых образцах она увеличивается на два порядка по величине. Рост красной ФП сопровождается уменьшением относительной интенсивности примесной полосы ФП. Это свидетельствует о том, что по мере облучения концентрация мелких заряженных доноров падает. Очевидно, что в ре-

зультате этого возрастает подвижность μ и время жизни фотовозбужденных электронов τ по отношению к захвату на заряженный центр. Это и служит причиной роста красной ФП. Отметим, что несмотря на п-типность InSe красная ФП в нем, в основном обусловлена фотовозбужденными электронами. Об этом свидетельствуют и проведенные нами измерения светового Холла в области края. Малый вклад фотовозбужденных красных дырок в ФП обусловлен в значительно большей мере величиной электронной подвижности по сравнению с красными дырками. Это естественно, если принять во внимание, что красные дырки в InSe настолько тяжелые, что определяемая из экситонного Ридберга (~ 14 мэВ [13]) совпадает с электронной массой из циклотронного резонанса $\mu_{\text{эл}} \cdot m_e \approx 0,14 m_0$ [14].

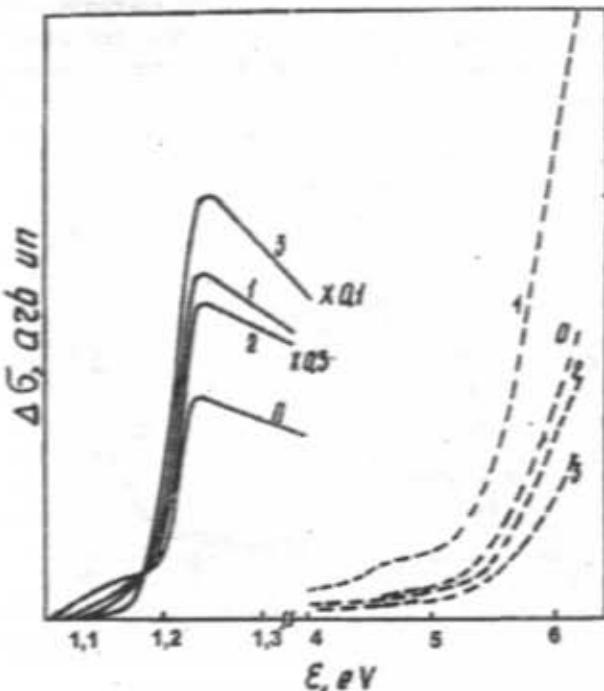


Рис. 2. Красная и УФ ФП InSe с промежуточной концентрацией мелких примесей после облучения:
0 – исходный; 1 – 50 сек.; 2 – 4 мин.; 3 – 9 мин.

Однако, изменения ФП в УФ-области не адекватны изменениям красной ФП. В образце 1 на начальном этапе облучения имеет место некоторый рост УФ ФП, (1, 2, 3) кратность которого значительно меньше красной. В образце с меньшей концентрацией мелких примесей (рис.2) при тех же дозах облучения уже наблюдается спад УФ ФП при наличии значительного роста красной. С ростом дозы облучения УФ ФП падает (кривые 2, 3), тогда как красная продолжает расти.

Результаты экспериментов на многочисленных образцах InSe показывают, что доза облучения, начиная с которой происходит падение УФ ФП, при наличии роста красной, определяется исходной концентрацией мелких примесей. Отсутствие корреляции между УФ и красной ФП, при введении в образец радиационных дефектов – квантами, наиболее наглядно обнаруживается в исходно “чистых” образцах. В них уменьшение УФ ФП происходит с очень малых доз облучения при наличии роста крас-

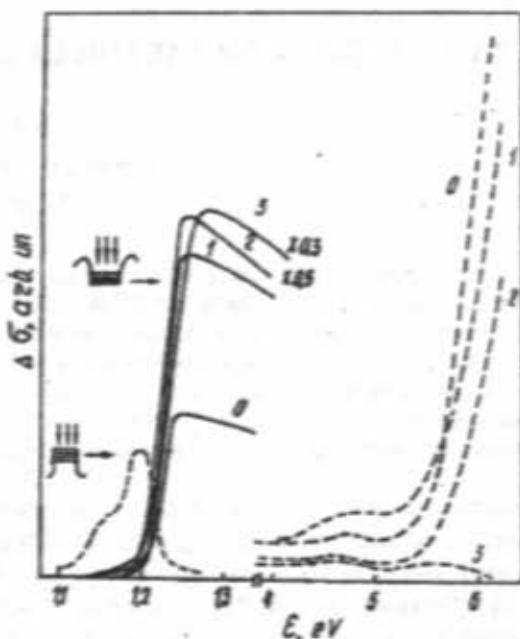


Рис. 3. Красная и УФ ФП в неподготовленных образцах InSe после облучения: 0 – исходный; 1 – 1,5 мин.; 2 – 5 мин.; 3 – 9 мин. В левой части пунктиром показана примесная полоса ФП исходного образца в 10-ти кратном масштабе, зарегистрированная с обратной от освещаемой поверхности. Толщина образца – 60 мкм.

свой. На рис.3 приведены спектральные зависимости $\Delta \sigma$ такого образца при различных дозах облучения. Из-за малой концентрации мелких примесей в этом образце, в обычной геометрии измерения, когда освещается поверхность слоя, на которой расположены измерительные контакты, полоса примесной ФП не регистрируется. Этому способствует еще значительно большая величина фотосигнала в области края, также обусловленная чистотой образца. В этом случае регистрация примесной полосы ФП проводится при освещении противоположной от контактов поверхности образца [15]. При достаточной толщине образца $d \geq k_{\text{пр}}^{-1} + l_d \leq 10$ мкм ($k_{\text{пр}}^{-1}$ – коэффициент поглощения при $\varepsilon = \varepsilon_0$, равный $\sim 10^3$ см⁻¹, $l_d \sim 1$ мкм – диффузионная длина для носителей в направлении перпендикулярно слою) в области междузонного поглощения фотовозбужденные носители образуются на расстояниях, больших, чем l_d от плоскости расположения контактов. Поэтому при $\varepsilon_{\text{из}} > \varepsilon_0$ фотосигнал $\Delta U_{\text{оп}}(\varepsilon)$ обращается в ноль. При этом в спектре ФП регистрируется примесная полоса, в которой из-за малого коэффициента поглощения ($k_{\text{пр}} d \ll 1$) излучение, в отличие от красового проникает до плоскости расположения контактов. Очевидно, что отношение $(\Delta U_{\text{оп}} / \Delta U_{\text{прим}})^2 = A - N'$ величины фотосигнала примесной полосы (точнее площади кривой $\Delta U_{\text{оп}}(h\nu)$), регистрируемой с обратной от освещаемой поверхности к величине красной ФП, регистрируемой с освещаемой поверхностью $\Delta U_{\text{прим}}$, при некотором значении энергии кванта $\varepsilon \geq \varepsilon_0$, может служить мерой относительного изменения концентрации мелких примесей при облучении. Действительно, механизм формирования

фотосигнала в области примесного поглощения является фототермическим [16]. При этом $\Delta U_{\text{обр}} = e \Delta p / \mu$, где $\Delta p_i = G_{r-1} W_{i-c} \tau^c$ - концентрация электронов, попавших в зону проводимости в два этапа: оптическим возбуждением из валентной зоны в примесную, со скоростью генерации $G_{r-1} = 1/k_{\text{обр}}$ и дальнейшей термической ионизации в зону проводимости с вероятностью $W_{i-c} \sim \exp(-E_i/kT)$.

Здесь $I_0 = I_0 \exp(-k_{\text{обр}} d)$ - интенсивность светового потока в плоскости контактов. Тогда при условии $k_{\text{обр}} d \ll 1$, которое выполняется при толщине образцов в несколько десятков микрон и с учетом пропорциональности коэффициента поглощения в примесной полосе концентрации заряженных примесей ($k_{\text{обр}} \sim N_o$) имеем

$$A = \frac{\Delta U_{\text{обр}}}{\Delta U_{\text{прим}}} = \frac{\Delta p_i}{\Delta p} = \frac{G_{r-1} \tau^c W_{i-c}}{G_{r-1} \tau^c} = \frac{I_0 \exp(-k_{\text{обр}} d) k_{\text{обр}} W_{i-c}}{I_0 k_{\text{обр}}} \sim N_o W_{i-c}$$

На рис. 4 приведены, нормированные на соответствующие в необлученных образцах значения этой величины ($A_r/A_0 = N_r/N_0$) для образцов 1 и 3 в зависимости от времени облучения. Сравнение кривых 1 и 2 рис. 4 показывает, что скорость образования радиационных дефектов увеличивается с ростом концентрации примесей. Как видно из рисунка, за 7 мин. облучения концентрация мелких примесей в образце 1 уменьшается более, чем на порядок. Рост красовой ФП такого же порядка. Однако для нелегированного образца (рис. 3) уменьшение концентрации мелких примесей при таких же дозах облучения сопровождается значительным уменьшением УФ ФП при наложении роста красовой ФП.

В данном эксперименте исчезновение мелких примесных состояний при γ -облучении установлено непосредственно спектроскопическим методом. Оно обусловлено,

ный рост фоточувствительности облученных образцов вблизи края, свидетельствуют о том, что все образовавшиеся дефекты, в том числе комплексы с участием водородоподобных донорных примесей, являются глубокими. Как уже отмечено, роль мелких доноров в краевой и УФ ФП одинакова. Поэтому, следует предположить, что различие поведение красовой и УФ ФП в облученных образцах обусловлено образованием глубоких акцепторных центров. Отметим, что большая масса красовых дырок (например, $m_h^* = 1,7m_e$ [18]) предполагает, что минимальная энергия акцептора, ограниченная акцепторным

эффективным Ридбергом ($R_s^* = \frac{m_e}{e^2} 13,606 > 0,2$ эВ) соответствует глубокому центру. Благодаря большой проникающей способности γ -кванта концентрация дефектов, создающих глубокие центры, вблизи поверхности и в объеме одинакова. Это исключает возможность интерпретации спада УФ ФП большей концентрацией радиационных дефектов на поверхности.

Кривая 3 рис. 4 относится к образцу 1, который при облучении γ -квантами одновременно подвергался интенсивной "зона-зона" подсветке. Известно, что онанейтрализует значительную часть заряженных доноров [19]. Об этом свидетельствуют также спектры красовой ФП, полученные при дополнительной "зона-зона" подсветке, в которых имеет место рост красовой ФП и уменьшение относительной интенсивности примесной полосы. Как видно из рис. 4, при этом скорость "отжига" мелких доноров существенно падает. Данный результат является важным. Во-первых, он свидетельствует о преимуществе электростатического механизма образования радиационного дефекта при надпороговом облучении InSe, когда энергия Комптон- или фотозелектронов достаточна для включения механизма упругого смещения. Во-вторых, он конкретно указывает на примесно-ионизационный механизм (механизм Клингера [20]) образования радиационного дефекта. Согласно этому механизму, образование ПФ при облучении наиболее вероятно вблизи положительно заряженного донора. Следовательно, образовавшаяся вакансия, будучи акцептором, заряжается отрицательно, образуя комплекс "донорно-акцепторная пара". Потенциал этой пары - есть потенциал диполя, который гораздо слабее рассеивает, чем изолированный заряженный центр. В результате должна возрастать подвижность фотовозбужденных носителей и, как следствие, красовая и УФ ФП.

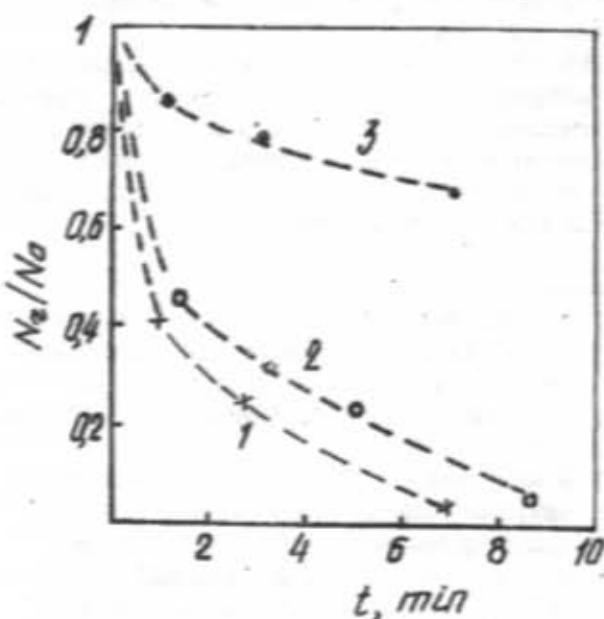


Рис. 4. Относительное изменение концентрации мелких доноров при различных дозах облучения: 1 - образец 1; 2 - образец 3; 3 - образец 1 при дополнительной "зона-зона" подсветке при γ -облучении.

по-видимому, образованием комплекса с участием мелких примесей и первичного радиационного дефекта. Известно, что последним при надпороговом облучении является пара Френкеля (ПФ) [17]. Отсутствие новых линий в спектрах ФП при $E \leq E_p$ несмотря на значитель-

Именно это и наблюдается в образах с большой концентрацией мелких примесей.

Величина ФП $\Delta\sigma = e\Delta p\mu_0 + e\Delta p\mu_p$ ($\Delta p = Gt_e$, $\Delta p = Gt_p$, G - скорость генерации носителей) зависит также и от времени жизни фотовозбужденных носителей по отношению к захвату, t_e и t_p . Известно, что сечение захвата на диполь намного меньше, чем на заряженный центр, что приводит к росту времени жизни фотовозбужденных электронов. Таким образом, при малых дозах облучения, которым соответствует полная компенсация заряженных доноров, подвижность фотовозбужденных электронов и дырок должна возрастать. Начиная с некоторой дозы, зависящей от исходной концентрации примесей, образуются дефекты ПФ без участия мелких примесей, что обуславливает уменьшение подвижности и, следовательно, ФП. Время же захвата для электронов и дырок от дозы облучения меняется по-разному. Для электронов оно растет непрерывно, по крайней мере, до полной компенсации исходных заряженных доноров, являющихся центрами захвата для них. Для дырок облучение приводит к уменьшению времени захвата по двум причинам. Во-первых, из-за образования акцепторов не только вблизи доноров, но и в регулярных областях кристалла, во-вторых, образовавшийся в результате облучения диполь является центром захвата как для электронов, так и дырок.

Полученные результаты, в частности спад и исчезновение УФ ФП, при наличии роста краевой, при малых дозах облучения, свидетельствуют о том, что фотоударный механизм не может служить причиной многократного превосходства УФ ФП над краевой в исходных образцах InSe. Так как, согласно этому механизму, УФ ФП обусловлена теми же носителями, что и краевая, но с большей величиной квантового выхода.

Данные эксперименты и их анализ свидетельствуют также и о том, что знаки носителей обуславливающих ФП в области края и в УФ противоположны. Следова-

тельно, УФ ФП, по крайней мере в области ее роста с энергией кванта (4,5-6,5 эВ), обусловлена фотовозбужденными дырками.

Поэтому альтернативным механизмом превосходства УФ ФП над краевой, на наш взгляд, является возбуждение легких дырок с большей подвижностью, чем у красных носителей, из глубины валентных зон при $h\nu \gg E_g$. Согласно расчетам зонной структуры слоистых полупроводников A^3B^6 [21], в глубине их валентной зоны густо расположены взаимодействующие зоны, что делает возможным наличие зон легких дырок. Полученные экспериментальные результаты при малых дозах γ -облучения, в частности, различный характер изменений УФ и краевой ФП в образцах с различной исходной концентрацией примесей, находятся в согласии с предложенным механизмом УФ ФП.

Таким образом, в результате влияния малых доз γ -облучения на фотопроводимость InSe установлено:

-Основным механизмом радиационного дефектообразования, даже в условиях надпорогового облучения InSe, является примесно-ионизационный. В результате уменьшается концентрация мелких доноров, из-за образования комплекса с их участием. При этом зона-зона подсветка, нейтрализуя заряженные примеси, значительно уменьшает скорость образования радиационных дефектов. Последнее имеет важное значение для практики:

-При соответствующем выборе дозы γ -облучения, в результате уменьшения концентрации заряженных доноров, можно достичь роста краевой ФП на несколько порядков по величине;

-УФ и красная ФП InSe формируются различного типа возбужденными носителями: краевая - красными электронами, а УФ - легкими дырками в глубине валентных зон. Наиболее вероятной причиной высокой УФ ФП и в других слоистых кристаллах A^3B^6 является наличие легких дырок в глубине их валентных зон.

- [1] О.З. Александров, М.О. Годжаев, М.З. Зарбалиев, Р.А. Сулайманов. ФТГ, 1990, т. 32, №10, с. 3116.
- [2] В.С. Вавилов, К.И. Брицин. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.521.
- [3] В.С. Вавилов, К.И. Брицин. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.1354.
- [4] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, Г.В. Гусев, В.Н. Окуров. ФТП, 1974, т. 8, с. 410.
- [5] А.Беркельев, Ю.А. Гольдберг, Д.Мелебаев, Б.В. Царенков. ФТП, 1976, т. 10, с. 1532.
- [6] В.А. Васильев, Ж.Ишханов, Н.Е. Кумеков, Н.А. Рогачев, Е.И. Теруков. Письма ЖТФ, 1992, т. 20, с. 89.
- [7] E. Antoncik. J. Phys. 1967, B 17, p. 953.
- [8] E. Antoncik. J. Phys. 1967, B 17, p. 735.
- [9] E. Antoncik. J. Phys. 1967, B 18, p. 157.
- [10] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, Г.Д. Гусейнов, Ф.И. Заитов, В.И. Старцев. Материалы республиканской конференции по фотозелектрическим явлениям в полупроводниках, Одесса, 1982.
- [11] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, К.А. Аскеров, Ф.И. Заитов, Л.И. Соловьев, В.И. Старцев. Докл. АН Азерб. ССР, сер. Физика полупроводников, 1979, т. 35, №2, с.11.
- [12] А.И. Наджафов, О.З. Александров, Л.В. Мамедов. Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы, 1991, т. 27, с. 2432.
- [13] J. Camassel, P. Merle, H. Mathieu, A. Chevy. Phys. Rev. B. v. 17, p. 4718.
- [14] E. Kress-Rogers, R.J. Nicholas, J.C. Portal, A. Chevy. Solid State Commun. 1982, v.44, p.37.
- [15] O.Z. Alekperov, M.O. Godjaev, M.Z. Zarbaliev, R.A. Suleimanov. Solid State Commun. 1991, v.77, p.65.
- [16] Sh.M. Kogan, T.M. Lifshitz. Phys. Stat. Sol. 1977, A39, p.11.
- [17] В.В. Емцев, Т.В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М.: Радио и связь. 1981, 248 с.
- [18] A. Segura, F. Pommer, A. Cantarero, W. Krause, A. Chevy. Phys. Rev. B, 1984, v. 29, p. 5708.
- [19] Ш.М. Коган. ФТП, 1977, т.11, с.1979.
- [20] М.И. Клингер, Ч.Б. Луцик, Т.В. Машовец, Г.А. Холодарь, М.К. Шейнман, М.А. Эланго. УФН, 1985, т. 147, с. 523.
- [21] M. Piacentini, E. Doni, R. Girlanda, V. Grasso, A. Balzarotti. Nuovo Cimento, 1979, v.54, p.269.

O.Z. Əlakbarov

 γ -ŞÜALANMIŞ InSe-NİN KÖNAR VƏ ULTRABƏNÖVŞƏYİ FOTOKEÇİRİCİLİYİ

Kiçik dozlu γ -şüalanmasının n-InSe-nin kenar və ultrabenövşəyi (UB) fotokeçiriciliğ (FK) spektrine təsiri tədqiq olunmuşdur. Fotohəyəcanlanmış elektron və desiklerin paylarının müxtəlif eləveləri ilə şüalanma neticesində FK-in müxtəlif xüsusiyyəti deyişməleri müşayiyyətdir. Şüalanma zamanı dayaz aşqarların konsentrasiyasının azalması kenar FK-in bir neçə tərtib artmasına götür. Bu hədə UB FK azalması FK-in fotozerbe mexanizmini inkar edir. A³B⁴ kristallarında valent zonanın derinliklərində yüngil desik zonalarının mövcudluğu mühakiməsinə əsaslanılmış yüksək UB FK mexanizmi təklif olunur. Radiasiyon defekti yaranan əsas mexanizmi kimi aşqar-ionlaşma göstərilir.

O.Z. Alekperov

BAND EDGE AND ULTRAVIOLET PHOTOCONDUCTIVITY OF γ -RADIATION InSe

The influence of small γ -radiation dose on band edge (BE) and ultraviolet (UV) photoconductivity (PC) in n-InSe was investigated. The different γ -radiation induced changes for BE and UV PC were established. This due to the different dominant contributions of the photoexcited electrons and holes on PC, correspondingly at the BE and UV regions. The shallow impurity concentration decrease, because of γ -radiation, leads to the BE PC increase in some order of magnitudes. Simultaneously the UV PC decrease takes place. The contradicts to the photoimpact ionization mechanism for the high UV PC in A³B⁴ layered semiconductors (LS). An alternative mechanism is suggested for this phenomenon assuming an existence of the light hole zones in the valence bands depth of the A³B⁴ LS. Experiments have proved that the impurity-ionization mechanism for the γ -radiation induced defects creation is prevailed.

Дата поступления: 05.04.97

Редактор: Ф.М. Гашимзаде