

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДЕТЕКТОРАХ РЕНТГЕНОВСКОГО И $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ $Au-A^3B^6$

М.А.МЕХРАБОВА

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана  
AZ 1143, Баку, ул. Ф.Агаева, 9*

Теоретически определены оптимальные значения толщины образцов, напряженность электрического поля приложенная к контактам и энергия фотонов падающего света, при которых можно обеспечить эффективную работу детектора. Проведен расчет фотопроводимости (ФП) в зависимости от напряженности электрического поля и поглощения света. Исследовано пространственное распределение неравновесных электронов по толщине кристалла при их возбуждении при различных значениях коэффициента поглощения. Определено, что ФП при малых значениях энергии фотона и при отрицательно заряженной облучаемой поверхностью с повышением напряжения возрастает, а при противоположной полярности приложенного напряжения - уменьшается. При больших значениях энергии фотона с увеличением напряжения ФП уменьшается до предельного значения, после чего происходит увеличение краевой ФП. С увеличением напряжения край ФП передвигается в коротковолновую область.

### ВВЕДЕНИЕ

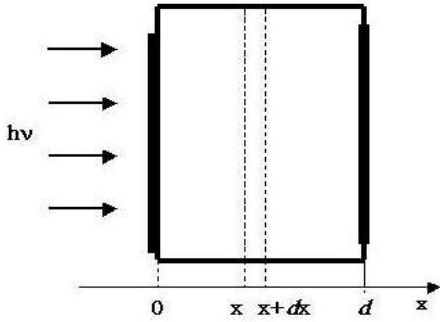
В последние годы в связи с требованиями медицины, биологии, военной техники и проблемой «озоновой дыры» сформировалась ультрафиолетовая фотоэлектроника. Ее особенностью является необходимость регистрировать слабые, но сильно влияющие на жизнедеятельность человека сигналы на фоне мощного видимого и инфракрасного излучения. В настоящее время в мире интенсивно развиваются полупроводниковые детекторы (ПД) для УФ области спектра. Этот тип детекторов, особенно структуры с потенциальным барьером, имеют высокую эффективность, малые вес и габариты, не чувствительны к магнитным полям, имеют большую надежность, чем стеклянные вакуумные фотоэлементы, обладают способностью к накоплению заряда и интегрированию детектируемого сигнала. Представляет большой интерес найти пути оптимизации условий работы ПД. Оптимизация параметров ПД зависит как от внутренней структуры активного элемента, так и от внешних условий, в частности, от приложенного напряжения обратного смещения. По этой причине одним из основных параметров ПД рентгеновского и  $\gamma$ -излучения является эффективность собирания носителей заряда [1,2]. Исследование проблем собирания носителей в детекторах на основе слоистых полупроводников  $A^3B^6$  (InS, GaSe и GaS) в настоящее время является актуальным, так как в этих детекторах время жизни носителей намного меньше, чем в других полупроводниках, и чтобы собирать носители при малых толщинах кристалла (1÷2мм) приходится прикладывать не высокое напряжение (0.01÷1В). Эти полупроводники интересны тем, что в них наблюдается высокая фотопроводимость в УФ-области спектра, превосходящая краевую [3]. С другой стороны, соединения  $A^3B^6$  являются перспективными материалами для ПД рентгеновского и  $\gamma$ -излучения.

Цель настоящей работы изучение задачи накопления носителей заряда в детекторах рентгеновского и  $\gamma$ -облучения на основе металл-p-GaS(GaSe, InSe), определение оптимальных значений толщины образца, напряженности электрического поля, приложенного к контактам, и энергии фотонов, падающего света, при которых можно обеспечить эффективную работу детектора.

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Принцип действия ПД основан на генерации электронно-дырочных пар на контакте металл-полупроводник и их накоплении при приложенном напряжении обратного смещения. Моделируемый полупроводниковый детектор представляет

собой планарную структуру типа металл-р-GaS(GaSe,InSe). Рассматривается кристалл толщиной 2мм. Выберем ось координат по нормали к поверхности детектора, начало координат  $x=0$  зафиксируем на границе контакта полупроводника с металлическим электродом. Электрическое поле направлено вдоль распространения падающего на образец светового пучка (Рис.1).



**Рис.1.**

Схема возбуждения фотопроводимости (металл - р-GaS).

Подвижность дырок в слоистых полупроводниках на порядок меньше по сравнению с электронами, и поэтому дырочной компонентой фотопроводимости  $e\mu_p\Delta p$  можно пренебречь по сравнению с электронной  $e\mu_n\Delta n$  ( $e$ -заряд электрона,  $\Delta p$  и  $\Delta n$  – избыточные концентрации соответственно дырок и электронов). Распределение концентраций электронов находится из уравнении непрерывности

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) = 0, \quad (1)$$

где  $j_n$  – плотность электронного тока,  $\tau_n$  – время жизни электронов,  $\Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x)$  – скорость генерации фотоносителей,  $\Phi_0$  – число фотонов, падающих на единичную площадь в единицу времени,  $\alpha$ - оптический коэффициент поглощения. С учетом дрейфовой и диффузионной составляющих тока

$$j_n = eF\mu_n + eD_n \frac{dn}{dx}. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим уравнение, частным решением которого является

$$\Delta n(x) = C \exp(-\alpha x), \quad (3)$$

где  $C = \frac{\alpha \Phi_0 \tau}{1 + \alpha L_{dr} - \alpha^2 L_n^2}$ , через  $L_{dr} = \mu_n F \tau_n$  обозначена длина дрейфа – среднее расстояние, которое проходит электрон вдоль направления электрического поля за время жизни электронов  $\tau_n$  ( $\tau_n = 10^{-6}$ с).

Напряженность электрического поля определяется приложенным внешним напряжением  $F = V/d$ . Диффузионная длина электронов  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ , где  $D_n = 0.207$  – коэффициент диффузии электронов. Зная распределение избыточных электронов по толщине образца и темновую проводимость полупроводника, находим сопротивление кристалла при облучении

$$R(\alpha, V) = \int_0^d \frac{dx}{e\mu_n \Delta n + \sigma_0}. \quad (4)$$

Плотность фототока равна разности тока при облучении и в темноте

$$I_\phi = V \left( \frac{1}{R} - \frac{\sigma_0}{d} \right), \quad (5)$$

здесь  $\sigma_0$ - темновая проводимость полупроводника.

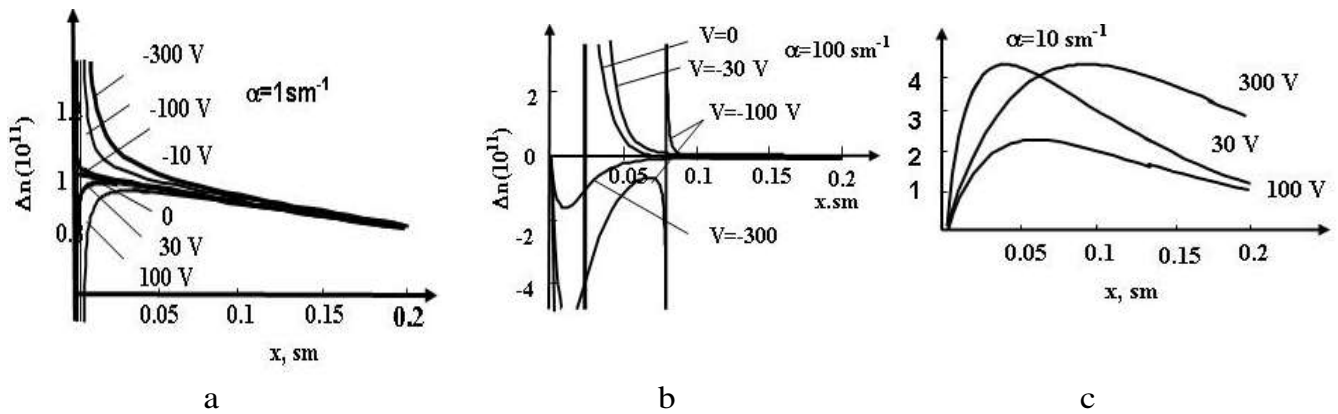
ФП вычислена по формуле

$$\Delta \sigma = \frac{I_\phi}{VS}, \quad (6)$$

где  $S$ - площадь контакта.

На Рис.2.(а, б) представлены результаты расчета распределения электронов  $\Delta n(x)$  при их возбуждении при  $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha = 100 \text{ см}^{-1}$ . При генерации электронов с малым коэффициентом поглощения ( $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ) неравновесные электроны распределены при нулевом смещении ( $V=0$ ) более или менее равномерно по толщине

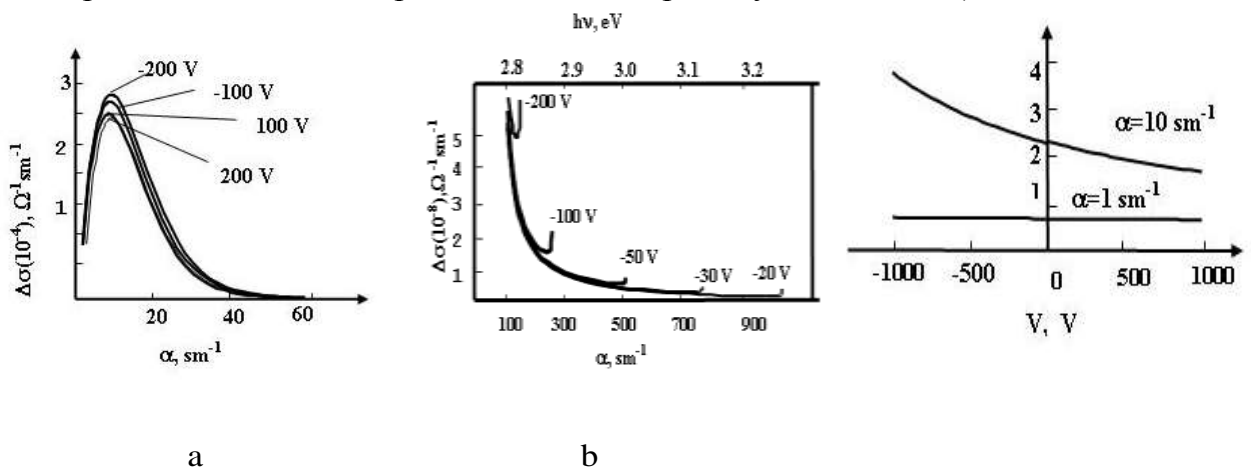
кристалла со спадом вблизи обеих поверхностей из-за поверхностной рекомбинации (Рис.2,а).



**Рис.2.**

Пространственное распределение электронов по толщине образца при отрицательной полярности и различных напряжениях смещения с коэффициентом поглощения: а)  $\alpha=1\text{см}^{-1}$ , б)  $\alpha=10^2\text{см}^{-1}$ , в)  $\alpha=10\text{см}^{-1}$ .

Несмотря на то что толщина образца  $d \gg L_n$ , при наложении внешнего тянущего поля фотовозбужденные электроны могут заходить в глубь кристалла. Кроме того, для эффективной работы детектора напряжение смещения прикладывают настолько высоким, чтобы все возбужденные электроны достигли тыльного электрода. При приложении напряжения смещения, независимо от полярности, электроны оттесняются полем от фронтальной поверхности. Значит, если  $\alpha$  настолько мал, что  $1/\alpha \gg d$ , электронно-дырочные пары генерируются равномерно по объему, а под действием внешнего электрического поля электроны оттягиваются от отрицательно заряженного электрода, ФП уменьшается (Рис 2,а). Если оптический коэффициент поглощения  $\alpha$  достаточно большой и диффузионная длина электронов  $L_n$  меньше толщины кристалла  $d$  ( $1/\alpha \ll d \ll L_n \ll d$ ), то поглощение фотонов происходит в тонком слое, прилегающем к облучаемой поверхности. При приложении к кристаллу отрицательного напряжения возбужденные электроны будут оттягиваться от поверхности в объем, и ФП образца в целом возрастает (Рис.2.б). При противоположной полярности электроны будут выталкиваться электрическим полем из кристалла и ФП образца уменьшится (Рис.2.с).



**Рис.3.**

Спектры фотопроводимости p-GaS при различных напряжениях смещения в области а-малых значениях  $h\nu$ , б-больших значениях  $h\nu$ .

**Рис.4.**

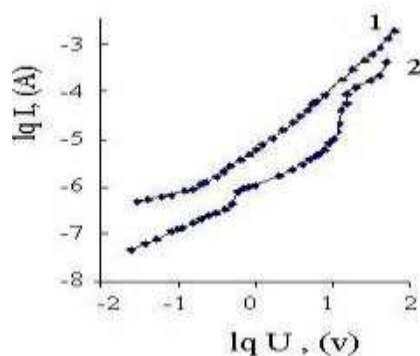
Зависимость фотопроводимости от напряжения смещения.

На Рис.3(a,b) представлены кривые ФП, рассчитанные при различной полярности и различной величине напряжения смещения по формуле (6). Как видно из Рис.3а, ФП в области малых  $h\nu$  при отрицательно заряженной облучаемой поверхности при повышении напряжения возрастает, а при противоположной полярности приложенного напряжения - уменьшается. В области больших  $h\nu$  (Рис.3.б) при увеличении напряжения ФП уменьшается до предельного значения, после чего происходит увеличение краевой ФП на четыре порядка. Кроме того, с увеличением напряжения край ФП передвигается в коротковолновую область. На Рис.4 представлены зависимости фотопроводимости от напряжения поля при различных значениях коэффициента поглощения.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

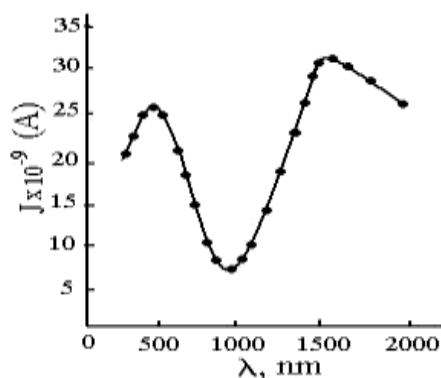
Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными работами [3]. Для исследований использовались монокристаллы InSe n-типа проводимости с удельным сопротивлением  $\rho \sim 10^6 \text{ ом}\cdot\text{см}$  при комнатной температуре, выращенные модифицированным методом Бриджмена и подвергнутые последующему отжигу. Поверхностно-барьерные структуры были созданы вакуумным напылением пленок золота толщиной  $2 \div 2.5 \mu\text{m}$  на свежесколотую поверхность InSe. Для исследований вольт-амперной характеристики (ВАХ) и фотопроводимости на противоположных гранях кристалла размером  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  и толщиной  $1.2 \text{ mm}$  создавались контакты серебряной пастой. Контакты были омическими во всем интервале используемого напряжения ( $0.01 \div 100 \text{ V}$ ) при обеих полярностях включения образца.

В широком диапазоне прямых ( $V=0.01 \div 100 \text{ V}$ ) и обратных напряжений смещения ток исследуемых структур следует степенной зависимости  $I \sim V^n$ . При этом показатель степени  $n$  для обратных и прямых токов в области напряжений до  $V \leq 5 \text{ V}$  оказывается близким к единице, что обычно связывается с туннелированием носителей заряда или объясняется током, ограниченным пространственным зарядом (Рис.5).



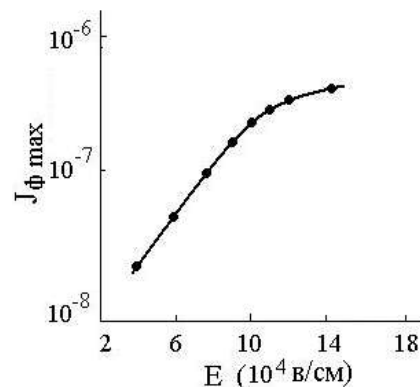
**Рис.5.**

Стационарная вольт-амперная характеристика структуры Au-InSe при 300 K: 1) обратное, 2) прямое смещение.



**Рис.6.**

Спектральное распределение ФП Au-InSe при комнатной температуре,  $E = 4.4 \cdot 10^4 \text{ V/cm}^2$ .



**Рис.7.**

Зависимость максимума фотопроводимости от электрического поля.

Исследована типичная спектральная зависимость фотопроводимости полученных структур при температуре 300K. При освещении этих структур со стороны золота фоточувствительность наблюдается в спектральной области  $0.36 \div 1.8 \mu\text{m}$  (Рис.6). При значениях обратного смещения  $V=0.05 \div 1 \text{ V}$  происходит повышение фоточувствительности, что можно объяснить распадом экситонов при

энергиях кванта  $h\nu=1.6\text{eV}$ . Построена зависимость максимума фотопроводимости от электрического поля (Рис.7).

Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными. Спад фотопроводимости в кристаллах  $\text{A}^3\text{B}^6$  в области больших  $h\nu$  авторы работ [4] объясняют фотовозбуждением экситонов промежуточного типа (ЭПТ). Приложенное э, устраняет данный спад.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет и экспериментально исследован ФП для планарной структуры металл-полупроводник  $\text{A}^3\text{B}^6$  в зависимости от напряженности электрического поля и поглощения света для конфигурации, когда внешнее напряжение направлено вдоль распространения возбуждающего пучка света. Определено, что при такой схеме величина ФП сильно зависит от полярности и величины напряжения смещения, энергии (глубины проникновения) фотона. Определены оптимальные значения этих параметров, при которых наблюдается максимум ФП данной структуры.

На основе проведенных исследований можно прийти к выводу, что можно создать детектор рентгеновского и  $\gamma$ -излучения на основе металл-полупроводник  $\text{GaSe}$ ,  $\text{GaS}$  и  $\text{InSe}$ , который будет иметь высокую чувствительность и отличаться быстродействием.

1. Л.А.Бакалейников, Е.Ю.Флегонтова, К.Ю.Погребницкий, И.В.Еремин, *ЖТФ*, **74** (2004) 74.
2. Л.А.Косяченко, Е.Л.Масляничук, И.М.Паренко, В.М.Склярчук, *ФТП*, **38** (2004) 1018.
3. R.S.Madatov, M.A.Mehrabova, T.B.Tagiyev, N.I. Huseynov, F.P. Abbasov, "Nüvə enerjisinin gələcəyin enerji təminatında rolu" International conference, Baku, (2008) 60.
4. О.ЗАлекперов, Р.С.Мадатов, А.И.Наджафов, *Альтернативная энергетика и экология*, **2** (2006).

**Au-A<sup>3</sup>B<sup>6</sup> ƏSASLI RENTGEN VƏ  $\gamma$ -ŞÜALARI DETEKTORLARINDA FOTOELEKTRİK PROSESLƏR**

**M.Ə.MEHRABOVA**

Detektorun effektiv işini təmin etmək üçün nümunənin qalınlığı, kontaktlara qoyulmuş elektrik sahəsinin gərginliyi və düşən fotonların enerjisi müəyyənləşdirilmişdir. Fotokeçiriciliyin (FC) elektrik sahəsinin gərginliyindən və işığın udulma əmsalından asılılığı təyin edilmişdir. Kristalın qalınlığı boyunca qeyri tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların həyacanlaşması zamanı onların fəzada paylanması udulma əmsalının müxtəlif qiymətlərində tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilib ki, FC fotonun enerjisinin kiçik qiymətlərində və şüalanmış səthin əks yüklənməsi zamanı gərginlik artması ilə artır, lakin tətbiq edilən gərginliyin əks polyarlaşmasında azalır. Fotonun enerjisinin böyük qiymətlərində gərginliyin artması nəticəsində FC müəyyən qiymətə qədər azalır, bundan sonra FC-yin artması baş verir. Gərginliyin artması ilə FC qısa dalğa oblastına tərəf sürüşür.

**PHOTOELECTRIC PROCESSES IN Au-A<sup>3</sup>B<sup>6</sup>-BASED X-RAY AND  $\gamma$ -IRRADIATION DETECTORS**

**M.A.MEHRABOVA**

Optimal values of sample thickness, the voltage of the electric field applied on contacts and the energy of the photons in incident light have been theoretically determined which supplies effective functioning of the detector. Photoconductivity (PC) has been calculated depending on voltage of electric field and light absorption. Spatial distribution of non-equilibrium electrons along the crystal thickness during their excitation at several values of absorption coefficient has been investigated. It has been determined that PC in the regions of low  $h\nu$  on negatively charged irradiated surface during rise in voltage increases but at opposite polarity of the applied voltage decreases. PC decreases up to a limiting value in the region of high  $h\nu$  during rise in voltage, after which marginal PC increases. During rise in voltage margin of PC moves to short-wave region.

Редактор: А.Абдинов