

УДК 536.2, 538.9, 53.06

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА КОНТАКТЕ ПОЛУПРОВОДНИК - ПЛАЗМА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

З. Хайдаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ферганский политехнический институт, ул. Ферганская, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

E-mail: hurshid5704@mail.ru

Поступила в редакцию 27.02.2018

Теоретически рассмотрены особенности плазменных контактов полупроводника в сверхтонкой газоразрядной ячейке, в частности рассмотрена кинетика нарастания потока носителей при включении прямоугольной ступени напряжения. Рассмотрен более сложный случай, когда последовательно со слоем фоточувствительного полупроводника имеется слой распределенного сопротивления, а так же – случай, когда напряжение, подаваемое на газоразрядную ячейку, имеет более сложную форму, чем прямоугольная ступень.

**Ключевые слова:** плазменные контакты, сверхтонкая газоразрядная ячейка, распределенное сопротивление, прямоугольная ступень напряжения, кинетика нарастания тока, кинетика спада тока.

## НЕРІВНОВАЖНІ ПРОЦЕСИ НА КОНТАКТІ НАПІВПРОВІДНИК - ПЛАЗМА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

З. Хайдаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ферганський політехнічний інститут, вул. Ферганська, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

Теоретично розглянуті особливості плазмових контактів напівпровідника в надтонкій газорозрядній комірці, зокрема розглянута динаміка наростання потоку носіїв при включенні прямокутної ступені напруги. Розглянуто складніший випадок, коли послідовно з шаром фоточутливого напівпровідника є шар розподіленого опору, а також випадок, коли напруга, що подається на газорозрядну комірку, має складнішу форму, ніж прямокутна сходи́нка.

**Ключові слова:** плазмові контакти, надтонка газорозрядна комірка, розподілений опір, прямокутна сходи́нка напруги, кінетика наростання струму, кінетика спаду струму.

## NONEQUILIBRIUM PROCESSES IN CONTACT OF SEMICONDUCTOR - GAS DISCHARGE PLASMA

Zokirjon Khaydarov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Fergana Polytechnic Institute, 86 Fergana Str., 150107 Fergana, Uzbekistan

Theoretically, the features of plasma contacts of a semiconductor in a hyperfine gas-discharge cell are considered, in particular, the kinetics of the growth of the carrier flux is considered when a rectangular voltage stage is included. A more complicated case is considered, in which there is a layer of distributed resistance in series with the layer of the photosensitive semiconductor, and also the case when the voltage applied to the gas-discharge cell has a more complex shape than the rectangular stage.

**Keywords:** plasma contacts, hyperfine gas-discharge cell, distributed resistance, rectangular voltage stage, kinetics of current increase, kinetics of current decay.

### ORCID IDs

Zokirjon Khaydarov: <https://orcid.org/0000-0002-1542-9323>

### ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниковой фотографической ионизационной камере (ПФИК) [1 – 4] полупроводниковый фотоприемник работает в необычных условиях, тем более если оба электрода являются плазмой газового разряда, то ситуация еще усложняется. В отличие от носителей в металлических электродах,

электроны и ионы плазмы имеют энергию, значительно превышающую равновесную (несколько десятков эВ) и в связи с этим, попадая на поверхность полупроводника, способны вызывать ионизацию, как на поверхности, так и на некотором удалении от нее в глубине полупроводника. Кроме того, вблизи поверхности возникает тормозное излуче-

© З. Хайдаров, 2018

ние электронов, которое совместно со свечением газового разряда создает поток фотонов на поверхность, вызывающий внешний и внутренний фотоэффекты. Особенность всех указанных факторов возбуждения электронов в полупроводнике носит поверхностный характер. Действительно, электроны с энергией порядка 50 эВ проникают вглубь полупроводника примерно на 50 – 100 ангстрем, ультрафиолетовое и коротковолновое излучения плазмы на 1000 ангстрем, а ионы плазмы – значительно меньше [5]. Таким образом, на границе плазмы газового разряда и полупроводника при прохождении тока образуется значительный поверхностный заряд. При высокой скорости рекомбинации носителей на границе полупроводника с плазмой в случае арсенида галлия (мы для примера рассмотрим этот материал) при обычных условиях влияние ионизации плазмой можно не учитывать. Что касается переизлучения, в случае краевой люминесценции и при излучательных переходах на примесные состояния, то оно может распространяться достаточно далеко вглубь полупроводника.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы теоретически рассматривая переходные процессы нарастания и спада носителей тока с учетом оптической генерации, а также воздействие плазменных токов на фоточувствительность полупроводника получить удовлетворительное представление о свойствах плазменных контактов полупроводника в газоразрядной ячейке ПФИК.

### ТЕОРИЯ И ЕЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сначала рассмотрим наиболее простой случай, когда воздействие носителей тока плазмы распространяется на всю глубину полупроводника. При таком представлении носители вызывают однородную объемную генерацию, пропорциональную фототоку  $j_c$ , а также потоку фотоэлектронов  $I = j/e = \xi\mu nE$ , где  $\mu$  – подвижность носителей в полупроводнике,  $n$  – концентрация фотоносителей,  $E$  – напряженность электрического поля,  $\xi$  – коэффициент пропорциональности, физический смысл которого будет пояснен ниже. Изменение концентрации неравновесных но-

сителей  $n$  во времени описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = F - \frac{n}{\tau} + \xi\mu n, \quad (1)$$

где  $F$  – интенсивность оптической генерации,  $\tau$  – время жизни неравновесных носителей. В стационарном состоянии для концентрации неравновесных носителей получаем следующую формулу

$$n = F / (1/\tau - \xi\mu E) \quad (2)$$

На рис. 1 приведена зависимость концентрации неравновесных носителей от напряженности приложенного поля  $n(E)$  при следующих значениях параметров:  $\mu = 500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ;  $F = 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ ;  $\tau = 10^{-7} \text{ с}$ ;  $\xi = 0,1 \text{ см}^{-1}$ .

Рассмотрим теперь кинетику нарастания потока при включении прямоугольной ступени напряжения.

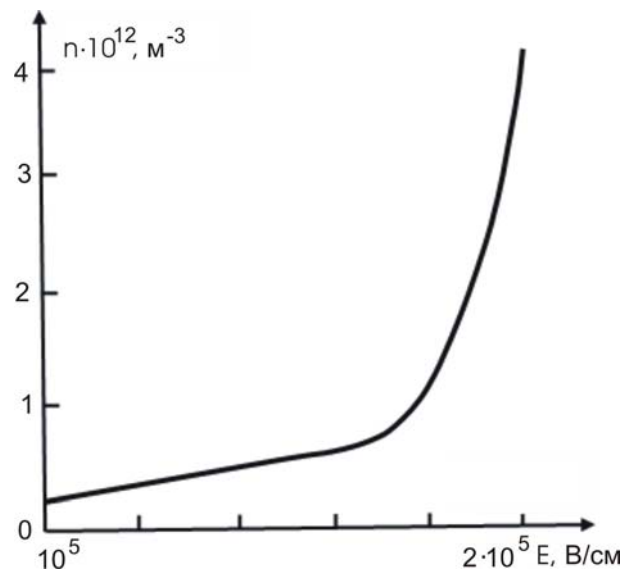


Рис. 1. Зависимость стационарной концентрации от напряженности электрического поля

Решение уравнения (1) при начальном условии ( $t = 0, n = F\tau$ ) выражается формулой

$$n = \frac{F}{\frac{1}{\tau} - \xi\mu E \left\{ 1 - \xi\mu E \tau \exp \left[ -t \left( \frac{1}{\tau} - \xi\mu E \right) \right] \right\}}. \quad (3)$$

Отметим характерные особенности полученного решения.

При  $E < \frac{1}{\tau} \xi \mu \tau$  формула (3) имеет стационарное решение и при  $t \rightarrow \infty$  определяется выражением (2).

При  $E > \frac{1}{\tau} \xi \mu \tau$  стационарное решение отсутствует ( $n \rightarrow \infty$ ) и кинетика нарастания тока выражается формулой

$$n = \frac{F}{\xi \mu E - \frac{1}{\tau} \left[ \xi \mu E \tau \frac{\exp t}{\tau \left( \xi \mu E - \frac{1}{\tau} \right)} \right]}, \quad (4)$$

описывающей неограниченный экспоненциальный рост концентрации неравновесных носителей заряда с постоянным временем, уменьшающийся пропорционально напряженности электрического поля.

На рис. 2 приведены релаксационные кривые концентрации неравновесных носителей при включении напряжения для трех различных значений интенсивности оптической генерации (1 –  $F = 0,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ; 2 –  $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ; 3 –  $F = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ), построенные по формуле (3) при условии  $E < \frac{1}{t} \xi \mu \tau$ .

На рис. 3 показаны релаксационные кривые концентрации неравновесных носителей для различных значений напряженности электрического поля (1 –  $E = 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ ; 2 –  $E = 9 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ ; 3 –  $E = 10^4 \text{ В/см}$ ; 4 –  $E =$

$5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ; 5 –  $E = 5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ ) и оптической генерации  $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , построенные по формулам (3) и (4).

Теперь рассмотрим случай, когда напряжение, подаваемое на систему, имеет более сложную форму, чем прямоугольная ступень. Временная зависимость подаваемого напряжения представлена на рис. 4. В момент времени  $t = 0$  напряженность поля имеет величину  $E_0$ , сохраняющуюся до  $t = t_0$ , после чего оно скачком уменьшается до величины  $E_1$ . Решение для области  $0 \leq t \leq t_0$  описывается формулами (3) или (4).

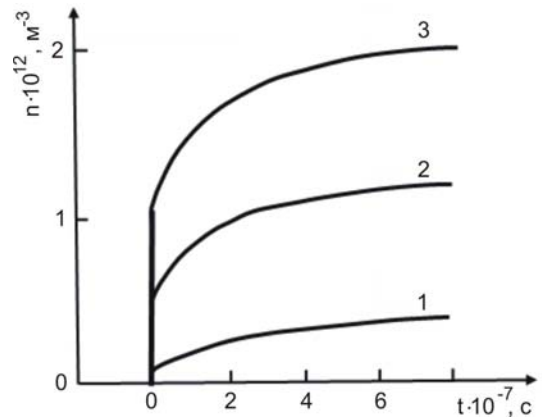


Рис. 2. Релаксация неравновесной концентрации электронов при различных значениях интенсивности оптической генерации

Решение для области  $t \geq t_0$  выражается формулой (5) где

$$\Omega_0 = \frac{1}{1/\tau - \xi \mu E_0}, \quad \Omega_1 = \frac{1}{1/\tau - \xi \mu E_1}.$$

$$n = F \Omega_1 \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{\Omega_0}{\Omega_1} \left( 1 - \xi \mu E_0 \tau \exp \left( -\frac{t}{\Omega_0} \right) \right) \right] \exp \left( -\frac{t}{\Omega_1} \right) \right\}, \quad (5)$$

Здесь предполагается, что для области действия напряженности  $E_0$  имеет место отрицательное время жизни ( $\xi \mu E_0 > 1/\tau$ ), а для области действия напряженности  $E_1$  – положительное время жизни ( $\xi \mu E_1 < 1/\tau$ ).

На рис. 5 приведены кривые релаксации, рассчитанные по формуле (5) для значения JSPE, 2018, vol. 3, No. 1

$E_0 = 10^4 \text{ В/см}$  и интенсивности оптической генерации  $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , при трех различных значениях ступенчатой напряженности поля  $E_1$  для момента времени  $t = t_0(1 - E_1)$ : 1 –  $E_1 = 800 \text{ В/см}$ , 2 –  $E_1 = 900 \text{ В/см}$  и 3 –  $E_1 = 990 \text{ В/см}$ .

Наконец, без построения графиков, рассмотрим случай, более подходящего вида газоразрядной ячейки с полупроводниковым электродом, когда последовательно со слоем фоточувствительного полупроводника имеется слой распределенного сопротивления. В этом случае, очевидно, не может происходить беспредельного увеличения концентрации неравновесных носителей в полупроводнике за счет положительной обратной связи, поскольку напряжение по мере возрастания концентрации будет перераспределяться на резистивный слой.

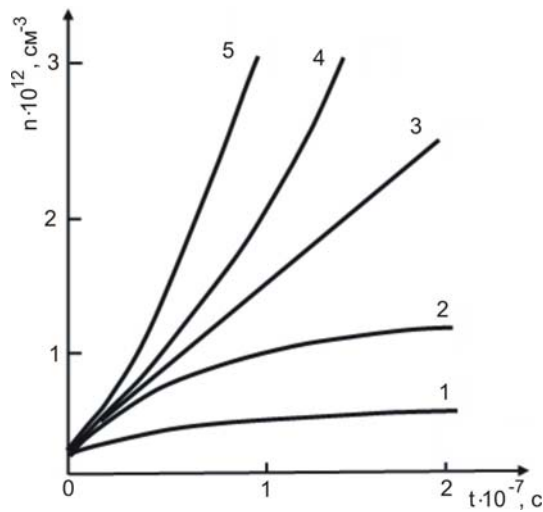


Рис. 3. Кинетика неравновесной концентрации электронов при различных значениях напряженности электрического поля  $E$

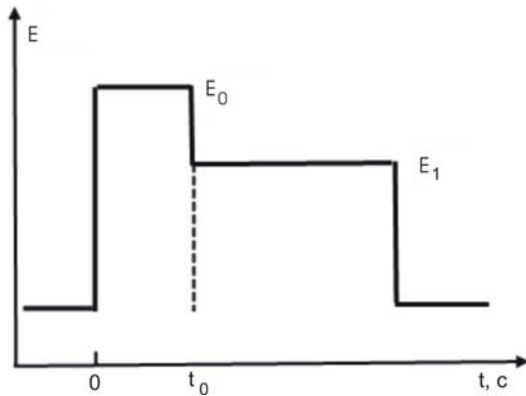


Рис. 4. Форма импульса напряжения

Простейшая задача для этого случая заключается в том, чтобы получить аналитическое выражение для зависимостей плотности тока  $j$  от приложенного напряжения в стационарном состоянии, то есть при  $t \rightarrow \infty$ . Обозначим через  $U$  напряжение на последовательно соединенных слоях полупроводни-

ка и резистивного слоя. Расчет дает следующую формулу (6) для  $j(U)$ , где  $R$  – сопротивление резистивного слоя,  $L$  – толщина полупроводника.

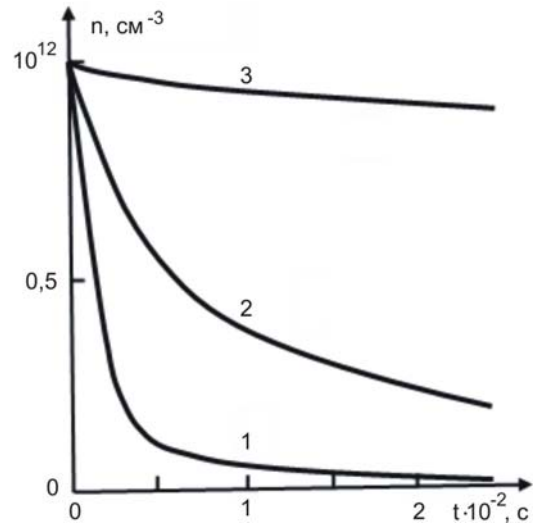


Рис. 5. Спад концентрации электронов во времени при различных значениях  $E_1$  после выключения напряжения  $E_0$

При больших значениях  $U$  зависимость (6) переходит в линейную зависимость –  $j = U/R$ , когда практически все напряжение перераспределяется на резистивный слой и система переходит в нефоточувствительное состояние.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Из графика, приведенного на рис. 1 следует, что стационарное значение концентрации неравновесных носителей резко возрастает и обращается в бесконечность при  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$ .

Теперь выясним физический смысл коэффициента пропорциональности  $\xi$ . Обозначим  $l/\xi = \lambda$  – некоторая эффективная длина, характерная для возбуждающего действия плазменного потока на полупроводник.

Тогда соотношение предела  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$  можно переписать в виде равенства  $\lambda = \mu E \tau$  и, следовательно, наибольший эффект воздействия плазменного возбуждения имеет место в том случае, когда длина дрейфового смещения носителей в полупроводнике  $L_E = \mu E t_{np}$  становится равной  $\lambda$ . Иначе говоря, когда за время пролета  $t_{np}$  неравновесные носители достигают характерной длины  $\lambda$  во вре-

мя жизни  $\tau$  при увеличении напряженности электрического поля. С учетом времени пролета  $t_{np}$  условие  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$  можно записать в виде  $\tau = \lambda t_{np}/L$ . Это условие формально на-

поминает условие возникновения эксклюзии ( $\tau = t_{np}$ ) с тем отличием, что перед  $t_{np}$  стоит множитель  $\lambda/L$  – отношение характерной длины  $\lambda$  к длине образца  $L$ .

$$j = \frac{1}{R} \left\{ U - \frac{\frac{\xi\mu}{L}U + \frac{1}{\tau} + \frac{e\mu}{L}RF}{2\frac{\xi\mu}{L}} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4U\frac{\xi\mu}{L}\tau}{\left(\frac{\xi\mu}{L}U + \frac{1}{\tau} + \frac{e\mu}{L}RF\right)^2}} \right] \right\} \quad (6)$$

Таким образом, коэффициент пропорциональности  $\xi$  в виде характерной длины  $\lambda$  несомненно связан с эффективностью воздействия плазмы. Так, при полной экранировке поверхности полупроводника от такого воздействия  $\lambda \rightarrow \infty$  ( $\xi = 0$ ) кинетика неравновесных носителей всегда линейна. При большой эффективности  $\xi \geq 1$  увеличение концентрации неравновесных носителей наступает тем раньше, чем меньше  $\lambda$ . Это предположение подтверждается кривыми, приведенными на рис. 2, откуда следует, что стационарная величина концентрации неравновесных носителей пропорциональна освещенности, то есть воздействие плазмы дает линейное усиление фототока с коэффициентом усиления

$$\eta_{ст} = \frac{1}{1 - \xi\mu E\tau} = \frac{1}{1 - \frac{L_E}{\tau}}$$

Поведение релаксационных кривых на рис. 3 можно объяснить следующим образом. Кривые 1 и 2 соответствуют условию

$$E < \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E = \lambda)$$

при котором достигается стационарное состояние. С ростом напряжения начальный наклон кривых увеличивается, а время релаксации к моменту достижения стационарного состояния растет. При  $E = \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E = \lambda)$  нарастание следует по прямой линейно неограниченно  $n = F\tau(1 + \xi\mu Et)$  (кривая 3). При дальнейшем возрастании  $E > \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E > \lambda)$  релаксация переходит в нарастающую экспоненту (кривые 4, 5) с характеристической

постоянной времени, уменьшающейся с ростом  $E$ .

Полученные зависимости формально можно трактовать в терминах эффективного времени жизни, следующим образом –  $1/\tau_{эф} = 1/\tau - \xi\mu E$ . Поскольку темп генерации, вызываемый воздействием плазмы на полупроводник, оказывается пропорциональным мгновенному значению концентрации носителей, то эта генерация сводится к увеличению эффективного времени жизни носителей с возрастанием электрического поля. Для кривых 1 и 2 имеет место положительное время жизни, увеличивающееся с ростом  $E$ . При  $1/\tau = \xi\mu E$  эффективное время жизни становится равным бесконечности, и релаксационная кривая соответствует неограниченно возрастающей прямой с наклоном, равным темпу оптической генерации  $F$ . Наконец, при  $E > \frac{\lambda}{\mu\tau}$  реализуется система с отрицательным эффективным временем жизни (кривые 4 и 5). Начальный наклон релаксационной кривой может быть представлен выражением

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{\tau=0} = F\tau\mu E. \quad (7)$$

Коэффициент усиления  $\eta$  для определенного момента времени  $t_0$  (длительность импульса напряжения) может быть выражен формулой

$$\eta_t = \left[ \frac{\exp t_0 / \tau \left( \frac{L_E}{\lambda} - 1 \right)}{1 - \frac{\lambda}{L}} \right]. \quad (8)$$

Из кривых, приведенных на рис. 5 следует, что с увеличением ступенчатого напряжения  $E_I$  спад концентрации, вызванный действием импульса с напряженностью  $E_0$ , происходит медленнее, а значит и переносимое количество электричества возрастает по сравнению со случаем  $E_I = 0$ .

Как следует из (3), (4) и (7), начальный темп роста и величина концентрации пропорциональны интенсивности света  $F$ , следовательно, и в случае нестационарного режима обеспечивается линейное усиление фототока с коэффициентом усиления  $\eta_i$ , определяемым формулой (8).

Таким образом, плазменные контакты на полупроводнике вызывают своеобразные явления. Справедливости ради необходимо отметить, что закономерности описанного выше качественного механизма концентрации неравновесных носителей тока с плазменными контактами намного сложнее, принимаемых в теории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хайдаров З., Йулдашев Х. Т. Новый фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом // Прикладная физика. – 2016. – № 5. – С. 75-80.
2. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т. Высокочувствительная полупроводниковая ионизационная фотографическая камера для инфракрасного диапазона // Прикладная физика. – 2017. – № 1. – С. 65-68.
3. Касымов Ш. С., Парицкий Л. Г., Хайдаров З., Хамидов В. О., Отажонов С. М. О возможности усиления фототока плазмы газового разряда в преобразователях изображений ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности. – 2010. – Т. 8, № 3. – С. 214-221.
4. Касымов Ш. С., Хайдаров З., Хамидов В. О., Йулдашев Х. Т., Отажонов С. М. Исследование влияния токового усиления на фотографические и выходные характеристики преобразователя изображений ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности. – 2011. – Т. 9, № 4. – С. 376-379.
5. Агаронов Б. С., Зайналлы А. Х., Лебедева Н. Н., Парицкий Л. Г. О фотоэлектрических свойствах контакта полупроводник-плазма газового разряда // Деп. в ВИНТИ № 3037-76. – 1976, Москва.

## REFERENCES

1. Khaydarov Z., Yuldashev Kh. T. Novyy fotograficheskiy effekt v sverkh-tonkoy gazorazryad-noy yacheyke s poluprovodnikovym elektrodom // Prikladnaya fizika. – 2016. – No. 5. – P. 75-80.
2. Khaydarov Z., Yuldashev Kh. T. Vysokochuvstvitelnaya poluprovodnikovaya ionizatsionnaya fotograficheskaya kamera dlya infrakrasnogo diapazona // Prikladnaya fizika. – 2017. – No. 1. – P. 65-68.
3. Kasymov Sh. S., Paritskiy L. G., Khaydarov Z., Khamidov V. O., Otazhonov S. M. O vozmozhnosti usileniya fototoka plazmy gazovogo razryada v preobrazovatelyakh izobrazheniy ionizatsionnogo tipa // Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2010. – Vol. 8, No. 3. – P. 214-221.
4. Kasymov Sh. S., Khaydarov Z., Khamidov V. O., Yuldashev Kh. T., Otazhonov S. M. Issledovaniye vliyaniya tokovogo usileniya na fotograficheskiye i vykhodnyye kharakteristiki preobrazovatelya izobrazheniy ionizatsionnogo tipa // Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2011. – Vol. 9, No. 4. – P. 376-379.
5. Agaronov B. S., Zaynally A. Kh., Lebedeva N. N., Paritskiy L. G. O fotoelektricheskikh svoystvakh kontakta poluprovodnik-plazma gazovogo razryada // Dep. v VINITI No. 3037-76. – 1976. Moskva.