

К. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА, д. ф.-м. н. А. В. КАРИМОВ

Дата поступления в редакцию  
04.07 2005 г.

Узбекистан, г. Ташкент, НПО «Физика-Солнце»  
E-mail: karimov@physic.uzsci.net

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХБАРЬЕРНЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР С МЕТАЛЛОПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

*Результаты могут быть использованы для оценки частотного диапазона, зависимости фоточувствительности от поля, выявления механизмов фоточувствительности двухбарьерных структур с металлополупроводниковыми переходами.*

Фотодиодные структуры, основанные на выпрямляющем контакте "металл—полупроводник—металл", обладая внутренним фотоэлектрическим усилением, привлекают все большее внимание исследователей [1, 2]. Они представляют собой два встречно- или обратновключенных Шоттки барьерных контакта к активной области *n*- или *p*-типа. При подаче на них напряжения в любом из направлений формируется зависимость обратного тока от запирающего напряжения для одного из выпрямляющих барьеров, поскольку другой барьер оказывается включенным в прямом направлении. Процессы токообразования в двухбарьерных структурах, включенных последовательно с противоположной полярностью типа диодов Шоттки "металл—полупроводник", рассмотрены в работах [3, 4]. Однако характеристики обратновстречно-включенных переходов остаются неизученными.

В единую структуру с общей базовой областью может быть также интегрирован *p-n*-переход и переход "металл—полупроводник" [5, 6]. В результате получится *m-p-n*- или *p-n-m*-структура. В этих структурах также имеем обратно- или прямовключенные переходы, один из которых полупроводниковый, а другой металлополупроводниковый.

Вольт-амперные характеристики формируются из обратной ветви *p-n*-перехода и перехода "металл—полупроводник". В рабочем режиме по мере изменения приложенного напряжения они перераспределяются между обратновключенными барьерами. В работе [4] рассмотрено формирование токовых характеристик для двух последовательно включенных с противоположной полярностью диодов Шоттки "металл—полупроводник".

Пренебрегая последовательным сопротивлением и приравняв токи  $I_1$  и  $I_2$  через два диода току через переход  $I$  и полагая полное падение напряжения на переходе равным сумме  $V_1$  и  $V_2$  — напряжений, падающих на *m-p*- и *p-n*-переходах,

$$V_{\text{общ}} = V_1 + V_2, \quad (1)$$

получим выражение для описания вольт-амперной характеристики двухбарьерного диода:

$$I = \frac{2I_{s1}I_{s2} \operatorname{sh}(qV/2kT)}{I_{s1} \exp(qV/2kT) + I_{s2} \exp(qV/2nT)}, \quad (2)$$

где  $I_{s1}, I_{s2}$  — токи насыщения для одной и другой ветвей;

$q$  — заряд электрона;

$V$  — приложенное напряжение;

$k$  — постоянная Больцмана;

$T$  — температура;

$n$  — безразмерный коэффициент показателя степени.

При этом

$$V_2 = V_{\text{общ}} - V_1. \quad (3)$$

Воспользовавшись диаграммой сложения прямой и обратной ветвей вольт-амперных характеристик (рис. 1 [4, с. 129—133]) и выдвинутыми положениями, можно определить перераспределение потенциала между двумя обратновключенными переходами.

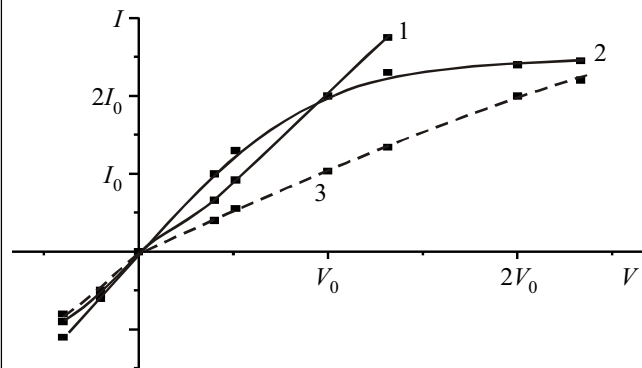


Рис. 1. Схематическая диаграмма вклада двух диодов Шоттки в вольт-амперную характеристику

Так, суммирование прямой и обратной ветвей вольт-амперных характеристик осуществляется в соответствии с рис. 1. Из рисунка видно, что отдельно прямая (1) и обратная (2) ветви в едином графике пересекаются при напряжении  $V_0$ , однако при их последовательном соединении ток за счет увеличения общего сопротивления уменьшится, и результирующая кривая пройдет по пунктирной 3. При этом отношение прилагаемого напряжения к протекающему току даст значение измеряемого общего сопротивления, равного сумме  $R_1$  и  $R_2$  — сопротивлений *m-p*- и *p-n*-переходов, —

$$R_{\text{общ}} = R_1 + R_2, \quad (4)$$

а сопротивление отдельно взятого перехода составит, соответственно,

$$R_2 = R_{\text{общ}} - R_1. \quad (5)$$

Таким образом, вольт-амперная характеристика исследуемой двухбарьерной структуры до точки перегиба определяется прямо- и обратновключенными переходами, а дальнейший ход — лишь обратновключенным переходом. Следует отметить, что независимо от симметричности (совпадения прямой и обратной ветвей) или несимметричности (различия в режиме прямого и обратного направлений) вольт-амперных характеристик именно в точке перегиба данной кривой  $R^{\text{пр}} = R^{\text{обр}} = R_{\text{общ}} = R_1 + R_2$ . Причем в случае несимметричной структуры будем иметь точки перегиба с разными значениями.

Поскольку для конкретной ветви мы измеряем ток, протекающий через последовательно соединенные два перехода, то в случае одиночного перехода ток был бы в два раза больше  $2I_0$ , а сопротивление в два раза меньше —

$$R_0 = V_0 / I_0, \quad (6)$$

где  $V_0$  и  $I_0$  — напряжение и ток в точке перегиба вольт-амперной характеристики.

В результате имеем для отдельного перехода

$$R_1 = R_0 / 2. \quad (7)$$

Токи, протекающие через оба перехода, равны [4]

$$I_1 = I_2; \quad (8)$$

$$V_1 R_2 = R_1 V_2. \quad (8)$$

Воспользовавшись равенством токов и выражая сопротивления переходов через экспериментальные значения токов, подставляя выражения (2), (4) и (6) в формулу (8), находим выражение для напряжения, падающего на первом переходе:

$$V_1 = \frac{I_{\text{общ}} V_0}{2 I_0}. \quad (10)$$

Таким образом, для каждой точки, подставляя данные значения тока в формулу (10), получим значения напряжений, падающих на первом переходе. Затем на основе полученных данных с помощью формулы (3) находим значения напряжений, падающих на втором переходе. Здесь отметим, что особенность структуры с симметричной вольт-амперной характеристикой заключается в том, что найденные значения напряжений, падающих на каждом переходе при смене полярности напряжения, будут иметь те же значения, т. е. в обоих направлениях будем иметь  $V_1$  и  $V_2$ .

Знание величин напряжений, падающих на конкретных обратновключенных барьерах, позволило бы получить представление о механизмах фоточувствительности, энергетической зонной диаграмме и других физических параметрах.

Целью настоящей работы является получение данных для оценки частотного диапазона, зависимости фоточувствительности от поля и выявление механизмов фоточувствительности двухбарьерных  $m-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ - и модернизированных  $m-p\text{GaAs}-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ -структур с металлополупроводниковыми переходами на основе экспериментальных данных вольт-амперной характеристики.

### Оценка перераспределения напряжений на обратновключенных симметричных двухбарьерных $m-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ -структурах

Исследуемые образцы  $m_1-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ -структур изготовлены на основе монокристаллического арсенида галлия  $p$ -типа проводимости с концентрацией носителей  $N_p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 400 мкм. Гетерослой  $n\text{GdS}$  получен поверх  $p\text{GaAs}$  путем вакуумного напыления из кристаллов сульфида кадмия. Концентрация носителей в напыленном слое  $n\text{GdS}$  равна  $N_n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при толщине 0,2 мкм. Металлический барьер к  $p\text{GaAs}$  сформирован напылением  $\text{Ag}$  ( $\approx 70 \text{ \AA}$ ), высота потенциального барьера  $\phi = 0,62 \text{ эВ}$  [5, с. 303—305].

Геометрическая модель  $m-p\text{GaAs}-n\text{CdS}$ -структуры представляет собой  $p-n$ -переход, состыкованный с обратновключенным барьером Шоттки. Между металлом и полупроводником со стороны  $p\text{GaAs}$  имеется область объемного заряда выпрямляющего перехода с сопротивлением  $R = nkT/qI_0$  [4], что намного больше сопротивления базовой области (0,3 Ом·см).

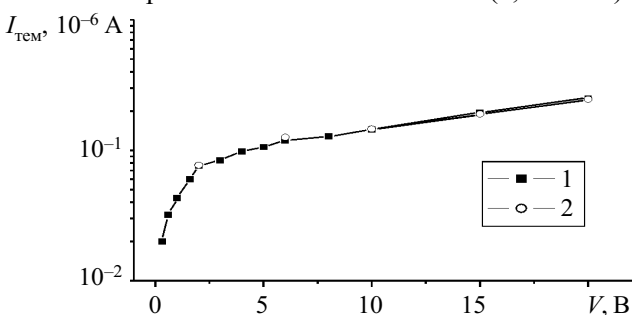


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика  $m-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ -структуры ( $I_{\text{тем}}$  — темновой ток)

Эквивалентную электрическую схему исследуемой  $m-p-n$ -структуры представим в виде двух последовательно соединенных сопротивлений, подключенных к источнику напряжения. Его вольт-амперная характеристика является настолько симметричной, что в режиме прямого и обратного смещения обе кривые ложатся друг на друга (рис. 2). Поэтому расчет будем проводить для одной кривой, поскольку

$$R^{p-n} = R^{m-p} = R_{\text{общ}} = R_1 + R_2.$$

Примем напряжение в точке перегиба  $V_0 = 2 \text{ В}$ , а ток  $I_0 = 0,076 \text{ мкА}$ , причем эти значения являются единственными. Определенные с помощью формул (10) и (3) значения падающих напряжений сведены в табл. 1. Из таблицы видно, что в запираемом переходе  $R_1^{m-p}$  величина

Таблица 1  
Перераспределение потенциала между переходами в  $m-p\text{GaAs}-n\text{GdS}$ -структуре

$V_{\text{общ}}^{m-p-n}$ , В	2	3	4	5	6	8	10
$I_{\text{общ}}^{m-p-n}$ , мкА	0,076	0,084	0,098	0,106	0,119	0,128	0,144
$V_1^{m-p}$ , В	0,99	1,1	1,28	1,39	1,56	1,68	1,89
$V_2^{p-n}$ , В	1,01	1,9	2,72	3,61	4,44	6,32	8,11

падающего напряжения  $V_2^{p-n}$  возрастает, а в прямо-смещаемом  $p-n$ -переходе падающее напряжение медленно увеличивается. Наблюдаемую зависимость можно объяснить сменой хода роста обратного тока при напряжениях, больших  $V_{общ} = 6$  В, когда выходное динамическое сопротивление меняет знак и насыщающийся характер роста обратного тока сменяется его последовательным ростом.

**Анализ полевых эффектов в запирающем переходе несимметричных двухбарьерных  $m-pGaAs-pGaAs-nGdS$ -структур**

На примере вышерассмотренной гетеропары  $pGaAs-nGdS$  были изготовлены несимметричные двухбарьерные модифицированные  $m-pGaAs-pGaAs-nGdS$ -структуры, т. е. с промежуточным эпитаксиальным слоем  $pGaAs$ . Изотипный  $pGaAs-pGaAs$ -переход получен выращиванием из жидкой фазы эпитаксиального слоя арсенида галлия с концентрацией носителей  $\approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  на подложке  $pGaAs$  с концентрацией носителей  $N_p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Гетерослой  $nGdS$  получен поверх эпитаксиального слоя  $pGaAs$  путем вакуумного напыления из кристаллов сульфида кадмия. Концентрация носителей в напыленном слое  $nGdS$  равна  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при толщине 0,2 мкм. Металлический барьер к  $pGaAs$  сформирован напылением Ag (см. рис. 3).

В данной структуре, как и в  $m-pGaAs-nGdS$ -структуре, имеем два обратновключенных  $m-pGaAs$ - и гетеро- $pGaAs-nGdS$ -перехода. Как видно из рис. 4, в режиме прямого смещения (кривая 1) ток запираемого перехода  $m-pGaAs$  больше, чем при обратном смещении гетероперехода (кривая 2).

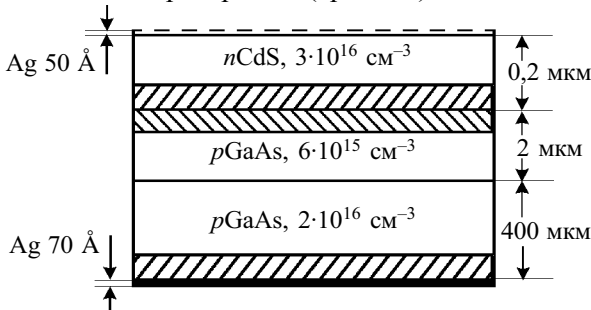


Рис. 3. Геометрическая конструкция исследуемой  $m-pGaAs-pGaAs-nGdS$ -структуры

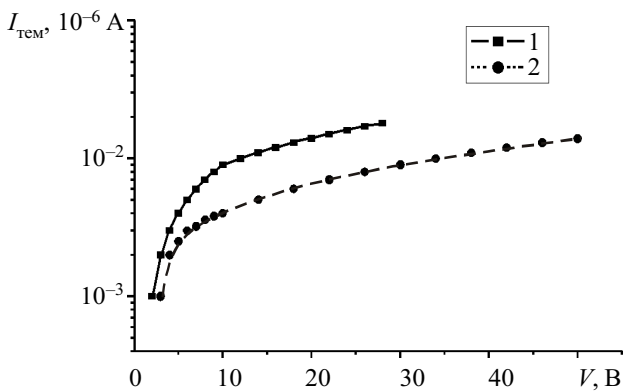


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика двухбарьерной  $m-pGaAs-pGaAs-nGdS$ -структуры в режиме прямого включения (1) и обратного (2)

Здесь отметим, что введение промежуточного эпитаксиального слоя  $pGaAs$  позволило уменьшить обратные токи гетероперехода. Если обратимся к вольт-амперной характеристике  $m-pGaAs-pGaAs-nGdS$ -структуры, то в случае прямого смещения гетероперехода сопротивление цепи оказывается меньше, т. е. сопротивление перехода "металл—полупроводник"  $R^{обп}$  меньше, чем гетероперехода  $R^{гп}$ , и, соответственно,  $R^{гп} \neq R^{обп}$ . При оценке перераспределения напряжения между переходами для каждой ветви вольт-амперной характеристики будем иметь свои данные, свои точки перегиба.

Для режима прямого смещения гетероперехода для несимметричной структуры будем иметь следующие формулы.

Напряжение, прилагаемое извне,

$$V_{пр}^{m-p-n} = V_1^{p-n} + V_2^{m-p}, \tag{11}$$

откуда

$$V_2^{m-p} = V_{пр}^{m-p-n} - V_1^{p-n}. \tag{12}$$

В результате падение напряжения в прямосмещаемом переходе будет определяться из выражения

$$V_1^{p-n} = \frac{I_{пр}^{m-p-n} V_0^{p-n}}{2I_0^{p-n}}. \tag{13}$$

Для ветви с прямосмещаемым гетеропереходом (обратно смещаемым переходом "металл—полупроводник") точка перегиба соответствует  $V_0^{p-n} = 10$  В и  $I_0^{p-n} = 0,009$  мкА. Подставляя эти значения в формулы (13) и (12), получим данные напряжений для одной ветви, которые приведены в табл. 2. Учитывая, что все процессы в данном режиме будут определяться запираемым переходом "металл—полупроводник", вычисления толщины слоя объемного заряда и поля проведем для запираемого барьера.

Для запираемого перехода "металл—полупроводник" для полученных напряжений  $V_2^{m-p}$  вычислим тол-

Таблица 2

Значения напряжений, падающих на переходах, и напряженностей поля  $E$  в режиме прямого смещения гетероперехода

$V_{пр}^{m-p-n}$ , В	$I_{пр}^{m-p-n}$ , мкА	$V_1^{p-n}$ , В	$V_2^{m-p}$ , В	$W_2^{m-p}$ , $10^{-5}$ см	$E_2^{m-p}$ , $10^{-5}$ В/см
2	0,001	0,55	1,45	3,54	0,41
3	0,002	1,11	1,89	3,9	0,48
4	0,003	1,66	2,34	4,24	0,55
5	0,004	2,22	2,78	4,54	0,61
6	0,005	2,77	3,23	4,83	0,66
7	0,006	3,33	3,67	5,1	0,72
8	0,007	3,88	4,12	5,36	0,76
9	0,008	4,44	4,56	5,61	0,81
10	0,009	4,99	5,01	5,84	0,85
14	0,011	6,11	5,75	6,22	0,92
18	0,013	7,22	10,78	8,32	1,29
22	0,015	8,33	13,67	9,31	1,46
24	0,016	8,88	15,12	9,78	1,54
26	0,017	9,44	16,56	10,21	1,62
28	0,018	9,99	18	10,63	1,69

щину слоя объемного заряда с помощью формулы [5, с. 260—262]

$$W_2^{m-p} = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 (\varphi + V_2^{m-p})}{q N_p} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где  $\epsilon\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, соответственно.

В режиме обратного смещения гетероперехода общее напряжение представляет собой

$$V_{обр}^{m-p-n} = V_1^{m-p} + V_2^{p-n}, \quad (15)$$

где

$$V_2^{p-n} = V_{обр}^{m-p-n} - V_1^{m-p}. \quad (16)$$

Для напряжения, падающего в прямосмещаемом переходе "металл—полупроводник", имеем:

$$V_1^{m-p} = \frac{I_{обр}^{m-p-n} V_0^{m-p}}{2I_0^{m-p}}. \quad (17)$$

Для ветви с прямосмещаемым переходом "металл—полупроводник" (обратносмещаемым гетеропереходом) выберем значения  $V_0^{m-p} = 4$  В,  $I_0^{m-p} = 0,002$  мкА. Подставляя эти значения в формулу (17), получим значения напряжений для другой ветви, которые сведены в табл. 3.

Таблица 3

Напряжения, падающие на переходах в режиме обратного смещения гетероперехода

$V_{обр}^{m-p-n}$ , В	$I_{обр}^{m-p-n}$ , мкА	$V_1^{m-p}$ , В	$V_2^{p-n}$ , В	$W_1^{m-p}$ , $10^{-5}$ см	$E_1^{m-p}$ , $10^{-5}$ В/см	$W_2^{p-n}$ , $10^{-5}$ см	$E_2^{p-n}$ , $10^{-5}$ В/см
3	0,001	1	2	3,68	0,27	13,9	0,14
4	0,002	2	2	3,98	0,5	13,9	0,14
6	0,003	3	3	4,69	0,64	16,05	0,187
9	0,004	4	5	5,64	0,71	19,66	0,25
14	0,005	5	9	6,15	0,81	25,38	0,35
18	0,006	6	12	6,34	0,946	28,94	0,414
22	0,007	7	15	6,8	1,03	32,11	0,467
26	0,008	8	18	7,23	1,1	34,99	0,51
30	0,009	9	21	7,64	1,178	37,65	0,557
34	0,01	10	24	8,03	1,24	40,14	0,59
38	0,011	11	27	8,4	1,3	42,48	0,635
42	0,012	12	30	8,75	1,37	44,7	0,67
46	0,013	13	33	9,09	1,43	46,81	0,70
49	0,014	14	35	9,42	1,48	48,18	0,726

В этом режиме будет действовать гетеропереход ( $6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) pGaAs–nGdS ( $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>), тогда толщина слоя объемного заряда будет определяться формулой [4, с. 51]

$$W_{p-n}^2 = \left[ \frac{2\epsilon_1\epsilon_0\epsilon_2\epsilon_0(N_p + N_n)^2(V_D - V_2^{p-n})}{q(\epsilon_1\epsilon_0N_n + \epsilon_2\epsilon_0N_p)N_nN_p} \right], \quad (18)$$

где диэлектрическая проницаемость для GdS  $\epsilon_1=9$  и для GaAs  $\epsilon_2=11$ , контактная разность потенциалов  $V_D=1$  В.

Как показано на рис. 5, с увеличением толщины слоев объемного заряда по мере запираения p–n–гетеро- и металлополупроводникового m–p–переходов напряженность электрического поля возрастает линейно, что способствует повышению эффективности фотогенерации носителей с полем. Эта зависимость

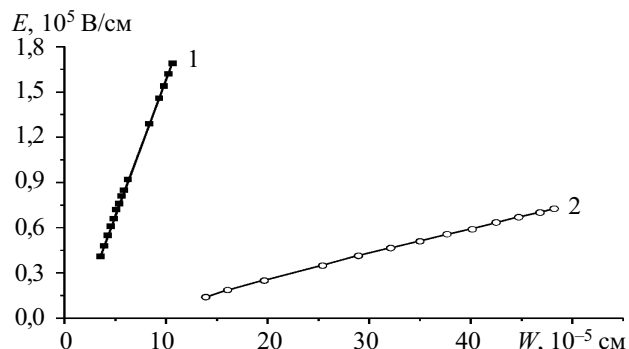


Рис. 5. Зависимости полей запираемого барьера m–pGaAs (1) и гетеро–p–n–перехода (2) с ростом толщины слоя объемного заряда

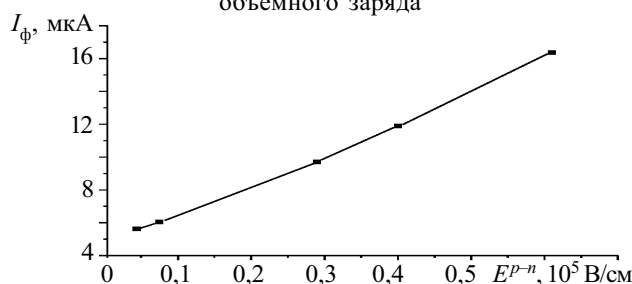


Рис. 6. Зависимость фототока от напряженности поля гетеро–p–n–перехода при освещенности 100 лк

подтверждается нарастающим увеличением фототока от напряженности электрического поля гетеро–p–n–перехода (рис. 6).

### Заключение

Таким образом, на основе вольт-амперных характеристик симметричной и несимметричной двухбарьерных структур можно определить перераспределение потенциала между переходами, толщины слоев объемного заряда каждого перехода при заданных напряжениях, определить ход напряженности электрического поля, что позволяет оценивать частотный диапазон, а также зависимость фоточувствительности от поля.

Эти операции можно проводить и для случаев возбуждения оптическим или другим излучением.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Ваховов К. и др. Двухсторонне-чувствительные фотодиодные структуры в системе арсенид галлия—сульфид кадмия // Инженерно-физический журнал.— 2003.— Т. 76, № 1.— С. 167—169.
2. Yodgorova D. M. Peculiarity of photosensitivity of three-barrier photodiode structure / V Intern. Young Scientists Conf. "Problems of Optics and High Technology Material Science".— Kyiv, Ukraine.— 2004.— P. 16.
3. Аверин С. В. Определение характеристик контакта металл—полупроводник для встречно-штыревых фотодиодных структур // Письма в ЖТФ.— 1990.— Т. 16, вып. 4.— С. 49—53.
4. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник.— М.: Мир, 1975.
5. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.— М.: Мир, 1984.
6. Karimov A. V., Karimova D. A. Three-junction Au/AlGaAs(n)/GaAs(p)/Ag photodiode // Materials Science in Semiconductor Processing.— 2003.— Vol. 6, Issues 1–3.— P. 137—142.
7. А. с. 1675399 СССР. Трехбарьерный фотодиод Каримова / А. В. Каримов.— 1991.
8. Пат. 933 РУз. Трехбарьерный фотодиод Каримова / А. В. Каримов.— 1994.