

К. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА, Ф. М. АШРАПОВ

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

Дата поступления в редакцию
29.12.2005 г.

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО ФОТОЭФФЕКТА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ $p-n-m$ -СТРУКТУРАХ

Исследованная двухбарьерная структура, двухсторонне чувствительная в видимой и ближней ИК-области спектра, работоспособна при любой полярности рабочего напряжения.

Для оптоэлектроники требуются фотодиоды на различный спектральный диапазон и с соответствующими параметрами. Спектральный диапазон обеспечивается выбором материала фоторазделяющего потенциального барьера с соответствующей шириной запрещенной зоны. При этом в зависимости от расположения области обеднения (по ту или другую сторону $p-n$ -гетероперехода) возбуждение фотоносителей будет осуществляться в области перехода "зона—зона" или с имеющихся глубоких примесных уровней базовой области. Чем толще область обеднения, тем больше носителей будет разделяться, причем область обеднения можно обеспечить технологическим формированием диффузионной i -области или же охватывающую активную область запирающим напряжением. Имеющиеся в обедненных областях глубокие примесные уровни создают примесный фототок, величина которого будет тем больше, чем выше будет напряженность электрического поля или протяженнее будет слой обеднения. Для этого концентрацию носителей обедняемых областей необходимо брать как можно меньше.

В настоящее время изучение физико-технологических аспектов изготовления неохлаждаемых фотодиодных структур с примесной фоточувствительностью и исследование процессов термофотоэлектрического возбуждения примесных уровней является актуальной задачей. С этой целью целесообразно проанализировать возможности существующих фотодиодов различного назначения, а также соответствующие собственные и примесные фотоэффекты.

Полупроводниковые структуры различного назначения на примесных и собственных фотоэффектах

К классу фотоприемников относятся полупроводниковые приборы, в которых выходное сопротивление изменяется под воздействием оптического излучения. В основе их фоточувствительности лежат собственные и примесные фотоэффекты. До настоящего времени фотодиоды на собственном фотоэффекте

имеют большую фоточувствительность по сравнению с фотоприемниками, основанными на примесной фоточувствительности.

Фотоприемник может быть выполнен на основе объемного полупроводника одного типа проводимости, например, типа фоторезистора или с $p-n$ -переходом, представляющим собой фотодиоды и фототранзисторы. Что касается уровня сигнала, принимаемого фоторезисторами, то они имеют линейную характеристику лишь при малых интенсивностях света. Поэтому большее внимание уделяется двум классам фотоприемников — фотонным и тепловым. Для приема импульсного лазерного излучения разрабатываются фотонные приемники, использующие в своей работе эффект фотопроводимости, а также фотовольтаический. Они могут регистрировать пространственное и временное распределение интерференционного поля, использоваться в качестве измерителей перемещения, профилометров, для электронной регистрации цветных голографических изображений, в качестве пироэлектрических датчиков для различных оптоэлектронных систем.

В резких $p-n$ -переходах и барьерах Шоттки напряженность электрического поля линейно уменьшается с удалением от точки, где поле максимально, и коэффициент ионизации, зависящий экспоненциально от максимального поля, будет значителен только в узкой области вблизи максимального значения поля. Поэтому фотодиоды с барьером Шоттки или с $p-n$ -переходом обладают малым квантовым выходом — меньшим единицы, в то время как в фотодиоде с протяженной i -областью или с однородным электрическим полем ($E=E_{\text{макс}}$) и большой толщиной слоя размножения достигается высокая фоточувствительность. В разрабатываемых в последнее время фотоприемниках стараются использовать высокоомную базовую область или протяженный i -слой.

Фотоприемники, изготовленные на основе широкозонных полупроводниковых материалов — фосфида галлия (GaP), арсенида галлия (GaAs) и их тройного соединения ($\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$), дают возможность создания фотоприемных устройств и приборов со спектральной чувствительностью в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра порядка 0,3—0,8 мкм [1]. В структурах с высокоомным слоем из $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ подложкой является n^+ -GaAs.

В качестве исходного материала берут эпитаксиальные структуры $n-n^+$ -типа с нелегированным n -слоем, являющимся активным. Полупрозрачный металлический слой выполняется из золота (50—100 Å). Конструктивно фотоприемники герметизированы в металлические корпуса с входным окном из лейкосапфира либо кварца. Фотодиоды на основе фосфида галлия обладают высокой стабильностью чувствительности до уровня освещенности $2 \cdot 10^{-2}$ Вт·см⁻² и способностью работать в широком температурном диапазоне (от -200 до 250°C). Разработаны одноэлементные фотодиоды с размером фоточувствительного элемента от 100×100 мкм до диаметра 8 мм, многоэлементные линейки, а также быстродействующие фотодиоды с малым размером приемной площадки и пониженной емкостью. Быстродействие таких приборов не хуже 10 нс [2].

Для регистрации оптического излучения в диапазоне 8—12 мкм в настоящее время наиболее широко используются фотодиоды и фоторезисторы из материала $Cd_xHg_{1-x}Te$. Разработана достаточно большая номенклатура как одноэлементных, так и многоэлементных фотодиодов на диапазон 8—12 мкм, работающих при температуре охлаждения 80 К, с размерами фоточувствительных элементов от 50×50 мкм до 1×1 мм и достаточно высоким уровнем обнаружительной способности — $D(\lambda=10,6 \text{ мкм}) > 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ [3].

В кремниевой p^+pn^+ -структуре излучение в основном поглощается в p -Si (особо чистый кремний с удельным сопротивлением $r=10 \dots 40$ кОм), имеющем толщину порядка 0,1—0,5 мм. Наличие p -области снижает собственную емкость диода и его инерционность, а сильное электрическое поле вблизи n^+-p -перехода лавинно-пролетного диода приводит к ударной ионизации и увеличению числа носителей из-за возникновения лавины. В кремниевых лавинных фотодиодах реализован близкий к теоретическому уровень избыточного шума лавины при коэффициентах умножения 100—200 [4].

Другая группа фотоприемников — так называемые кремниевые $p-i-n$ -фотодиоды и германиевые фотодиоды, чувствительные в ближней инфракрасной области спектра оптического излучения. Для них актуальным является уменьшение темновых токов, определяющих величину шума фотодиодов. При изготовлении $p-i-n$ -фотодиодов [5] эффект уменьшения темнового тока достигался при увеличении толщины изотипного слоя до 2 мкм, который располагался с

тыльной стороны кристалла фотодиода. Аналогичный эффект достигнут также путем окружения охранным кольцом [6] фоточувствительного окна и формированием области, изотипной с подложкой [7, 8], с последующим дополнительным легированием торцевой части кристалла фотодиода [9]. Разработанные подходы к конструированию и изготовлению кристаллов $p-i-n$ -фотодиодов на основе кремния позволили получить удельный уровень темновых токов до 30—70 нА/см² при рабочем напряжении 120 В. Максимальные значения чувствительности в импульсном режиме работы достигали 0,35—0,4 А/Вт.

Германиевые фотодиоды разрабатываются в настоящее время в основном под специальные заказы. Практикуется разработка германиевых фотодиодов с термоэлектрическим охлаждением для комплектации тестеров оптического излучения, которые используются при наладке и техническом обслуживании волоконно-оптических линий систем связи на оптический диапазон излучения 0,9—1,75 мкм.

Фотодиоды на основе GaP_xAs_{1-x} обладают фоточувствительностью в области 250—680 нм (при $x=0,40$) и 250—750 нм (при $x=0,25$). Максимум фоточувствительности приходится на длину волны $\lambda=550$ и 650 нм, соответственно. Токовая чувствительность при λ_{max} достигает значения 0,23 А/Вт, при $\lambda=300$ нм — 0,03 А/Вт. Кроме собственной области, фоточувствительность может быть получена и в примесной области спектра. Примесная фоточувствительность достигается благодаря возбуждению носителей с фотоактивных глубоколежащих уровней. Например, GaP, содержащий примеси Cu, отличается высокой чувствительностью к излучению в коротковолновой части видимого диапазона спектра, что связано с наличием у примеси меди в запрещенной зоне глубокого уровня с большой асимметрией сечений захвата для электронов и дырок.

Изучение фотоэлектрических свойств GaP, компенсированного с помощью диффузии меди при температуре 900—930°C, показало, что в них наблюдаются спектры фотопроводимости, содержащие дополнительный максимум в области фундаментального поглощения [10]. Все эти особенности связываются с тем, что между центрами меди A^- (ловушка для дырок с глубиной залегания от валентной зоны $E_V+0,55$ эВ) и B^+ (центр рекомбинации, $E_V+0,6-0,8$ эВ) при наличии дополнительных свободных носителей может протекать квазихимическая реакция [11]. Выяснилось, что

Зависимость спектрального диапазона от состава фотодиодных структур

Двух- и трехбарьерные структуры	Спектральный диапазон, мкм	Пик в примесной области	Литературный источник
Au-nAlGaAs($2 \cdot 10^{16}$)-pGaAs($5 \cdot 10^{15}$)-Ag	0,5—1,6	1,27	[12]
Ag-pInGaAs($7 \cdot 10^{15}$)-nGaAs:O($3 \cdot 10^{15}$)-Ag	[13]
Ag-pGaAs($7 \cdot 10^{15}$)-nGaAs:O($3 \cdot 10^{15}$)-Ag	0,7—1,3	...	[14]
In-nCdS($2 \cdot 10^{16}$)-pGaAs($6 \cdot 10^{15}$)-pGaAs:Cr ($2 \cdot 10^{16}$)-Ag	0,8—1,3	1,2	[15]
Ag-nInGaAs($2 \cdot 10^{16}$)-pGaAs:Cr ($2 \cdot 10^{16}$)	0,8—1,6	1,2	[16]
Ag-nGaAs:O-Ag, Ag-pGaAs:Cr-Ag	0,4—1,6	1,2	[17]
Au-nSi(10^{12})-Al	0,4—1,0	...	[18]

дополнительное освещение образца немодулированным светом с энергией квантов $h\nu=1$ эВ приводит к значительному увеличению синхронно детектируемого сигнала фотоприемника, вызванного модулированным светом с энергией квантов 0,55 эВ.

Таким образом, в зависимости от состава материала структуры будет обеспечиваться спектральный диапазон, при этом имеющиеся в обедняемых областях глубокие центры способствуют охвату примесных областей спектра (см. таблицу). Следует отметить, что на структурах, приведенных в таблице, получено внутреннее фотоэлектрическое усиление. Так, подбор концентрации носителей способствовал получению широкой области обеднения, а введение второго и третьего барьеров — обеспечению протяженной области сильного электрического поля в активных областях с глубокими примесями.

Целью настоящей работы является исследование механизмов токопереноса и примесной фоточувствительности двухбарьерной структуры $(\text{Au}+\text{Zn})-p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$.

Подготовка экспериментальных образцов

Исследуемые образцы были изготовлены на основе эпитаксиальных гетерослоев $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$, выращенных на подложках $n\text{GaAs}$ (содержащих примеси кислорода) жидкостной эпитаксией. С тыльной стороны подложки $n\text{GaAs}:\text{O}$ формировались потенциальные барьеры из Au (70 Å), а на поверхность гетерослоя напылением в вакууме создавали омические контакты Au+Zn. Концентрация носителей в эпитаксиальном слое $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$ толщиной ≈ 1 мкм составляет $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а в подложке толщиной 350 мкм — $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1).

Как видно из рисунка, фотодиод содержит два барьера: полупроводниковый гетеро- $p-n$ - и металлополупроводниковый $n-m$ -переходы с общей базовой областью из $n\text{GaAs}:\text{O}$. Толщины слоев объемного заряда, формируемых в гетеро- $p-n$ -переходе и $n-m$ -переходе, определяются соответствующими выражениями.

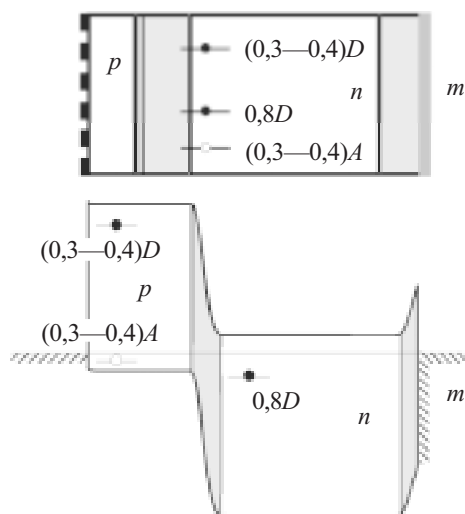


Рис. 1. Структура и зонная диаграмма двухбарьерного $(\text{Au}+\text{Zn})-p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -фотодиода

Для гетеро- $p-n$ -перехода

$$W^{p-n} = \left[\frac{2\epsilon_1\epsilon_0\epsilon_2(N_p + N_n)^2(V_D \pm V^{p-n})}{q(\epsilon_1\epsilon_0N_n + \epsilon_2\epsilon_0N_p)N_nN_p} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

- где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
- $\epsilon_1 = 11,4$ — диэлектрическая проницаемость гетерослоя $(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$;
- $\epsilon_2 = 11$ — диэлектрическая проницаемость GaAs;
- $N_p = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — концентрация носителей в гетерослое;
- $N_n = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — концентрация носителей в $n\text{GaAs}$;
- $V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_p N_n}{n_i^2}$ — контактная разность потенциалов $p-n$ -перехода (для заданных концентраций p - и n -областей она составила 1,081 эВ);
- V^{p-n} — напряжение, падающее на $p-n$ -переходе от внешнего источника (его значение в равновесном состоянии равно нулю);
- q — заряд электрона;
- $n_i = 10^7 \text{ см}^{-3}$ — собственная концентрация носителей в GaAs.

Для перехода "металл—полупроводник" имеем [19]:

$$W^{n-m} = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi \pm V^{n-m})}{qN_n} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

- где ϕ — высота потенциального барьера между Au и $n\text{GaAs}:\text{O}$ (ее значение определяли из зависимости корня квадратного фототоклика от энергии фотонов со стороны запираемого барьера Au- $n\text{GaAs}:\text{O}$ по методике, указанной в работе [20, с. 300—303], $\phi=0,556$ эВ);
- V^{n-m} — напряжение, падающее на Au- $n\text{GaAs}$ -переходе (его значение в равновесном состоянии равно нулю).

Так как в нашей $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -структуре два перехода ($p-n$ и $n-m$) последовательно встречно соединены, толщины слоев объемного заряда каждого из них определяли с помощью формул (1), (2). Толщина слоя объемного заряда $W^{p-n}=0,586$ мкм в равновесном состоянии при нулевом смещении, а со стороны $n-m$ -перехода $W^{n-m}=0,411$ мкм.

На основе определенных и исходных данных соответствующих областей с помощью модели Андерсона [21] можно построить зонную диаграмму, как показано на рис. 1. Как видно из рисунка, для возбуждения фотоносителей в примесной области (за счет содержащихся в активной области уровней кислорода и собственных дефектов) активная область $n\text{GaAs}$ заключена между двумя встречно-прямо-включенными потенциальными барьерами. Формирование двух барьеров способствует увеличению протяженности слоев обеднения от прилагаемого напряжения и повышению эффективности разделения фотогенерированных носителей в любом из направлений. Так, при приложении относительно $p-n$ -перехода внешнего напряжения с положительной полярностью к p -области $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}$ -гетеропереход находится в режиме прямого смещения, а $n-m$ -переход ($n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$) запирается, и соответственно при смене полярности прилагаемого напряжения имеем обратную картину — $p-n$ -переход запирается, а $n-m$ -переход входит в режим прямого смещения. Возбуждение структуры может быть осуществлено с обеих поверхностей и при любой полярности внешнего напряжения.

Механизмы токопереноса

в $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{O}-\text{Au}$ -структурах с встречно-прямовключенными переходами

Для изучения механизма токопереноса в такой структуре обратимся к вольт-амперным характеристикам (рис. 2). Как видно из рисунка, для режима прямосмещаемого $p-n$ -перехода токи больше (кривая 1), чем для обратного смещения (кривая 2). Характерной особенностью вольт-амперных характеристик является наличие нескольких участков с различным показателем степени (рис. 2, вставка), что свидетельствует о сложном механизме токопрохождения.

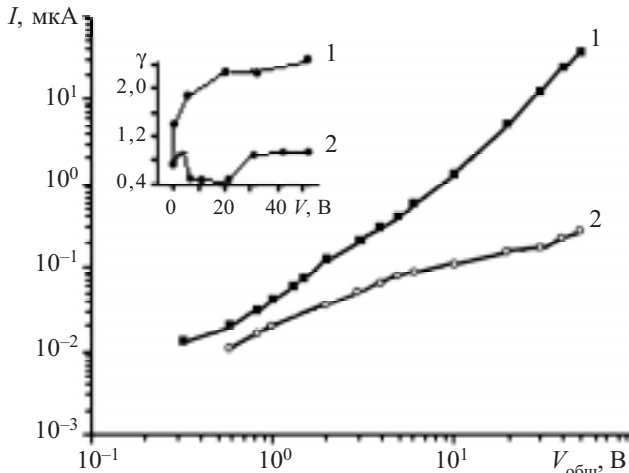


Рис. 2. ВАХ $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме прямого (1) и обратного (2) смещения $p-n$ -перехода. Вставка — зависимости показателя степени γ от общего напряжения:

$$1 - \gamma_{\text{пр}}^{p-n} + \gamma_{\text{обр}}^{n-m} = \gamma_{\text{общ}}^{p-n}; \quad 2 - \gamma_{\text{обр}}^{p-n} + \gamma_{\text{пр}}^{n-m} = \gamma_{\text{общ}}^{n-m}$$

В случае когда "плюс" внешнего напряжения подключен к p -области в нашей структуре, $p-n$ -переход включается в прямом направлении, а последовательно соединенный $n-m$ металлополупроводниковый переход запирается, и ток, проходящий через систему, управляется обратным током, протекающим через металлополупроводниковый переход. В частности, будем иметь общий прямой ток $I_{\text{общ, прям}}^{p-n-m}$ и общее прямое напряжение, которое распределяется между обоими переходами, формируя соответствующие толщины слоев обеднения.

$$V_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = V_{\text{пр}}^{p-n} + V_{\text{обр}}^{n-m}; \quad I_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = I_{\text{пр}}^{p-n} = I_{\text{обр}}^{n-m};$$

$$W_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = W_{\text{пр}}^{p-n} + W_{\text{обр}}^{n-m}. \quad (3)$$

Общий ток структуры состоит из суммы токов $p-n$ -перехода и обратного тока $n-m$ -перехода, их величины равны между собой, но преимущественно определяются электронными процессами запираемого $n-m$ -перехода.

$$I_{\text{общ}} = I_0^{p-n} \exp[q(V_D - V_{\text{пр}}^{p-n})/nkT] + I_0^{n-m} (\exp(-qV_{\text{обр}}^{n-m}/kT) - 1), \quad (4)$$

где $V_D - V_{\text{пр}}^{p-n} = V_1$ — напряжение, падающее в слое объемного заряда прямосмещаемого $p-n$ -перехода, и $V_{\text{обр}}^{n-m}$ — напряжение, падающее на запираемом $n-m$ -барьере, или, с учетом напряжения, падающего на

последовательно соединенном к прямосмещающему переходу сопротивлению базы R_b , напряжения, распределенные между переходами, будут представлять собой $V_1^{p-n} = V_{\text{пр}}^{p-n} + R_b I$ и $V_2^{n-m} = V_{\text{обр}}^{n-m}$. Здесь появление последовательного сопротивления базовой области обусловлено тем, что толщина базовой области d намного больше диффузионной длины неосновных носителей ($d \gg L_{n,p}$) и является одним из условий инжекционного фотодиода [22].

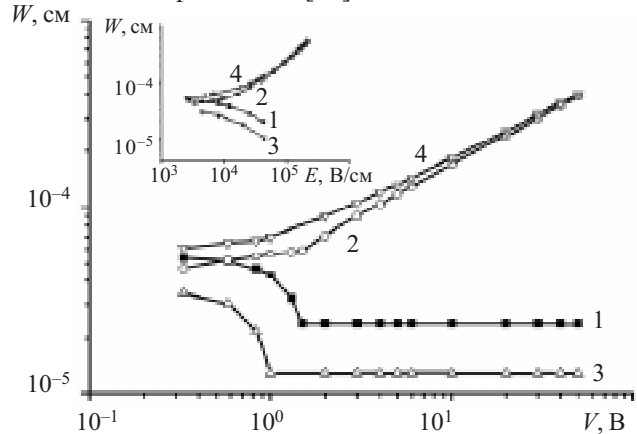


Рис. 3. Зависимости W от V для прямого $p-n$ -перехода (1) и запираемого n -Au-барьера (2), а также для прямого n -Au-барьера (3) и запираемого $p-n$ -перехода (4). Вставка — зависимости W от V отдельных переходов: 1 — $W_{\text{пр}}^{p-n}$; 2 — $W_{\text{обр}}^{n-m}$; 3 — $W_{\text{обр}}^{p-n}$; 4 — $W_{\text{пр}}^{n-m}$

Из вставки рис. 2 видно, что показатель степени с ростом приложенного напряжения увеличивается от 0,67 до 2,47. При этом в области напряжений от 0 до 1,5 В толщина объемного заряда $p-n$ -перехода ($W_{\text{пр}}^{p-n}$) уменьшается от 0,586 до 0,239 мкм, а слоя объемного заряда ($n-i-m$) $n-m$ -перехода ($W_{\text{обр}}^{n-m}$) — возрастает от 0,411 до 0,592 мкм (см. рис. 3). При дальнейшем увеличении напряжения $W_{\text{пр}}^{p-n}$ перестает изменяться, стремясь к постоянной величине (0,239 мкм), а $W_{\text{обр}}^{n-m}$ продолжает расширяться (до 4,92 мкм). Ход изменения толщины слоев объемного заряда от напряжения можно объяснить тем, что емкость $C_{\text{пр}}^{p-n}$ увеличивается, а с другой стороны, $C_{\text{обр}}^{n-m}$ уменьшается (рис. 4, вставка), перемещая необедненную часть активной области в направлении гетерослоя, как отражено на зонных диаграммах рис. 4, 5.

В соответствии с показателями степени (рис. 2, вставка) в области малых напряжений генерация неосновных носителей осуществляется в $n-m$ -переходе, а рекомбинация — в $p-n$ -переходе. По мере увеличения прилагаемого напряжения все большая часть напряжения — V_2^{n-m} начинает падать на запираемом $n-m$ -переходе, а остальная часть — V_1^{p-n} — на прямосмещаемом переходе с последовательно соединяемым сопротивлением базовой области. В частности, с увеличением напряжения до 5 В и выше показатель степени возрастает от значений, свойственных термоэлектронной эмиссии (1,3), до значений 2,2—2,47, определяемых туннелированием [23, 24] (с участием глубокого центра кислорода) электронов через переход "металл—полупроводник". Туннелирование носителей через барьер ослабляет рост толщины слоя $n-m$ -перехода и

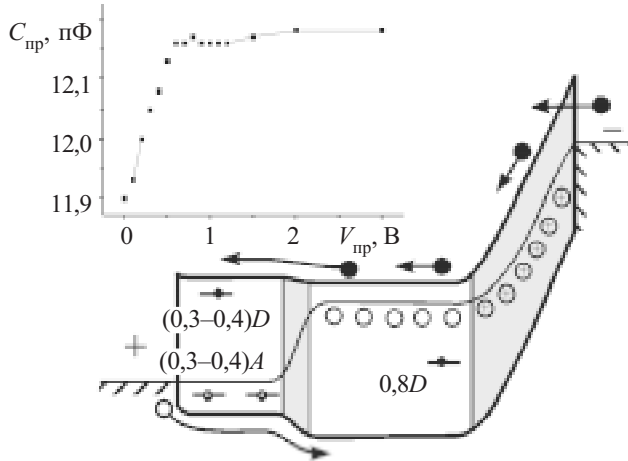


Рис 4. Зонная диаграмма $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме прямого смещения $p-n$ -перехода

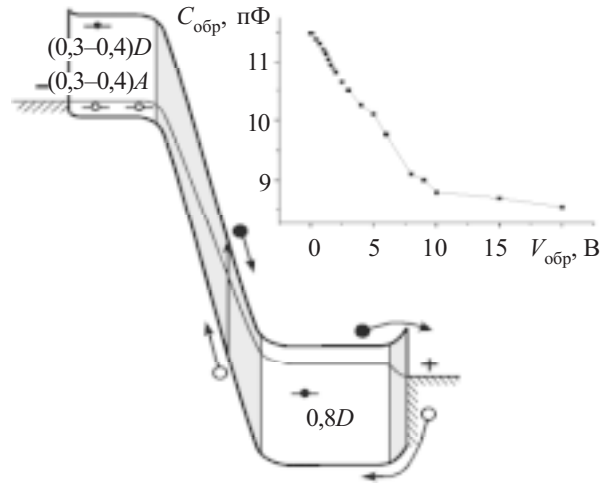


Рис 5. Зонная диаграмма $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме запирания $p-n$ -перехода

способствует увеличению напряженности электрического поля, создавая условия для инжекции дырок из p -слоя в базовую область [23] (рис. 5).

Таким образом, механизм токопереноса в режиме прямого смещения $p-n$ -перехода определяется туннельно-инжекционными процессами.

В режиме запирания $p-n$ -перехода, когда "минус" полярности внешнего напряжения подключен к контакту p -слоя, имеем общий обратный ток $I_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = I_{\text{обр}}^{p-n} = I_{\text{пр}}^{n-m}$ и общее обратное напряжение $V_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = V_{\text{обр}}^{p-n} + V_{\text{пр}}^{n-m}$, а также соответствующие толщины слоев объемного заряда

$$W_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = W_{\text{обр}}^{p-n} + W_{\text{пр}}^{n-m}. \quad (5)$$

В данном случае общий ток структуры тоже состоит из суммы токов обратного тока $p-n$ -перехода [20, с. 97—98] и прямого тока $n-m$ -перехода, их величины равны между собой, но определяются электронными процессами запираемого $p-n$ -перехода:

$$I_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = \frac{qn_i W}{\tau_{\Phi}} [1 - \exp(-qV_{\text{обр}}^{p-n} / kT)] + I_0^{n-m} (\exp[q(\Phi - V_{\text{пр}}^{n-m}) / kT] - 1), \quad (6)$$

где $\Phi - V_{\text{пр}}^{n-m} = V_2^1$ — напряжение, падающее в слое объемного заряда прямосмещаемого $n-m$ -перехода, т. е. с учетом напряжения, падающего на последовательно соединяемом к прямосмещающему переходу сопротивлению базы, напряжения, распределенные между переходами, будут представлять собой

$$V_1^{p-n} = V_{\text{обр}}^{p-n} \text{ и } V_2^{n-m} = V_{\text{пр}}^{n-m} + R_0 I. \quad (7)$$

С увеличением прикладываемого напряжения толщина слоя объемного заряда ($p-i-n$) $W_{\text{обр}}^{p-n}$ увеличивается, а на $n-m$ -переходе, уменьшаясь, приобретает неизменные значения (рис. 3). Показатели степени с ростом приложенного напряжения увеличиваются от 0,71 до 0,93 с провалом до 0,45 в интервале напряжений 6—20 В, при этом в области напряжений от 0 до 1 В толщина слоя объемного заряда $p-n$ -перехода ($W_{\text{обр}}^{p-n}$) увеличивается от 0,586 до 0,7 мкм, а слоя объемного заряда $n-m$ -перехода ($W_{\text{пр}}^{n-m}$) — умень-

шается от 0,411 до 0,13 мкм. При дальнейшем увеличении напряжения $W_{\text{обр}}^{p-n}$ продолжает расширяться (до 5,37 мкм) в направлении обеих сторон как в p -, так и в n -области, а $W_{\text{пр}}^{n-m}$ остается неизменной (0,13 мкм), что также отражено на зонных диаграммах рис. 5.

В соответствии с показателями степени в области малых напряжений ($\gamma=0,71$, вставка рис. 2) генерация неосновных носителей осуществляется в $p-n$ - и $n-m$ -переходах с последующей рекомбинацией в $p-n$ -переходе. В интервале напряжений 1—5,0 В появляется туннельная компонента, обусловленная участием глубоких центров активной области и гетерограницы [25] (рис. 5). При этом основная часть напряжения — V_1^{p-n} начинает падать на запираемом $p-n$ -переходе, а остальная часть — V_2^{n-m} — на прямосмещаемом $n-m$ -переходе с последовательно соединенным сопротивлением базовой области.

Толщина слоя объемного заряда запираемого $p-n$ -перехода, с самого начала имея большие значения по сравнению с запираемым $n-m$ -переходом (рис. 3), начинает занимать все большую часть активной области, сжимая ее со стороны гетерослоя, причем его интенсивное расширение продолжается вплоть до 20 В, что подтверждается зависимостью вольт-емкостных характеристик. Так, в режиме запирания $p-n$ -перехода эффективная емкость структуры последовательно уменьшается (рис. 5), т. е. в данном случае общая толщина слоя обеднения возрастает. Можно сказать, толщина квазинейтральной области сжимается в направлении $n-m$ -перехода, и как бы все прилагаемое извне напряжение падает на запираемом $p-n$ -переходе. Следует отметить, что и в данном случае в исходном состоянии имеем суммарную емкость, но крутизна изменения емкости от напряжения превалирует в запираемом $p-n$ -переходе.

Именно в интервале напряжений от 6 до 20 В показатель степени равен 0,45 и объясняется генерацией носителей в слое объемного заряда $p-n$ -перехода, т. е. токи генерации превалируют над диффузионными, генерируемыми из квазинейтральных областей, и возрастают пропорционально толщине

обедненного слоя и обратно пропорционально эффективному времени жизни носителей (формула (6)). С увеличением прилаемого напряжения с 30 до 50 В показатель степени увеличивается в два раза (0,9—0,93), что можно объяснить замедлением роста толщины слоя обеднения p - n -перехода и увеличением крутизны возрастания напряженности электрического поля от напряжения. В результате токоперенос будет определяться двойной инжекцией (дырок из металла в n -область и электронов в n - m -переход) [23] и генерацией носителей в области обеднения с участием глубоких уровней у гетерограницы $(Al_{0,08}Ga_{0,82})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$:O. В рассматриваемом режиме имеем генерационно-инжекционный механизм токопереноса.

Таким образом, в $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$:O-Au-структуре в любом режиме создаются условия для примесного возбуждения носителей с обедненных областей за счет увеличения толщины i -областей в запираемых p - i - n - и n - i - m -переходах, что обеспечивает управляемость электрическим полем.

Особенности примесной фоточувствительности двухбарьерных $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$:O-Au-структур

Зачастую примесная фоточувствительность обеспечивается за счет использования эффектов фотопроводимости в резисторных структурах при низких температурах. В наших структурах примесная фоточувствительность достигается при комнатной температуре возбуждением фотоносителей с последовательно соединенных высокоомных i -областей высокими электрическими полями порядка 10^4 — 10^5 В/см, что обеспечивает внутреннее фотоэлектрическое усиление и фототоки, управляемые рабочим напряжением.

На рис. 6 приведены спектральные характеристики $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$:O-Au-структуры для режима, когда "плюс" внешнего напряжения

подключен к p -области, при освещении со стороны пленки и со стороны подложки. Характерным является то, что в режиме прямого смещения, независимо от освещаемой поверхности, примесная фоточувствительность достигается при напряжениях в окрестности 30 В и выше, при этом фототок при освещении со стороны подложки больше. То есть примесная фоточувствительность достигается независимо от освещаемой поверхности при заданных пороговых напряжениях, когда сопротивления p - n - и n - m -переходов начинают уменьшаться нелинейно. При данном напряжении (30 В) обеспечиваются условия для двойной инжекции носителей через p - n -переход. С увеличением тока через структуру растет инжекция носителей заряда в базу и уменьшается ее сопротивление. Чем больше будет напряжение, тем больше будет коэффициент инжекции:

$$\gamma_p = \frac{I_p}{I_p + I_n} \neq 1 \text{ и } \gamma_n = \frac{I_n}{I_p + I_n} \neq 1. \tag{8}$$

Так, под действием прямосмещающего напряжения через p - n -переход в n -область инжектируются дырки, концентрация которых увеличивается экспоненциально:

$$N_p = N_{p0} \exp \frac{qV}{kT}. \tag{9}$$

Часть из них рекомбинирует в объеме и на поверхности активной области, а оставшаяся часть, направляясь к запираемому барьеру, захватывается его полем и достигает контакта. По мере увеличения напряженности электрического поля количество инжектируемых носителей возрастает. Последние, рекомбинируя с неосновными носителями, уменьшают концентрацию ионизованных примесей, что приводит к уменьшению сопротивления p - n -перехода, а также базовой области, и к соответствующему увеличению коэффициента инжекции (смещению рабочей точки в область больших токов — полей) [23]. Изменение концентрации носителей при освещении приводит к изменению толщины слоя объемного заряда обедненных областей.

Как видно из рис. 7, толщины слоев объемного заряда по сравнению с темновыми значениями при освещении действительно изменяются. Например, для заданного напряжения 30 В в p - n -переходе в темноте имеем 0,239 мкм, при освещении со стороны гетерослоя — 0,31 мкм, а при освещении со стороны подложки — 0,259 мкм. Для запираемого n - m -перехода в темноте — 3 мкм, при освещении со стороны гетерослоя — 2,72 мкм, со стороны подложки 2,46 мкм. То есть если

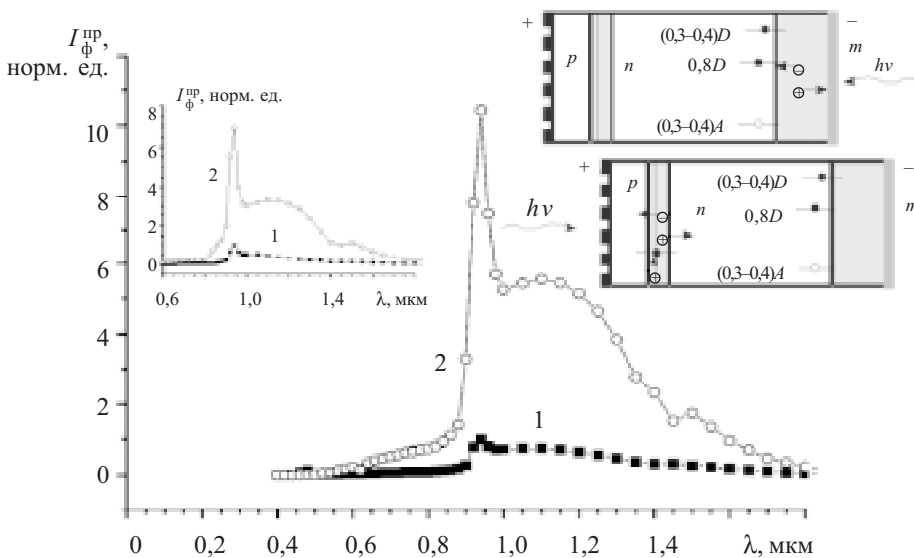


Рис. 6. Спектральная характеристика $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$:O-Au-структуры при освещении со стороны подложки (вставка — со стороны пленки) при прямом смещении p - n -перехода при напряжениях: 1 — 2 В; 2 — 40 В

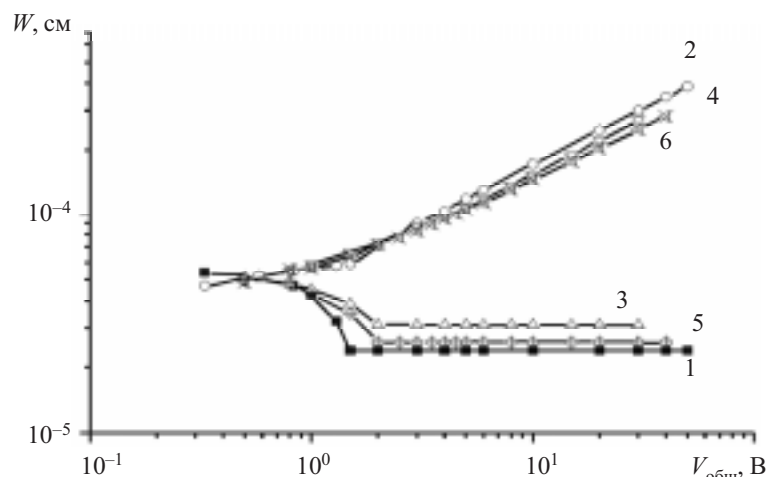


Рис. 7. Зависимости W от V в режиме прямого смещения: в темноте: 1 — W^{p-n} , 2 — W^{n-m} ; при освещении с $\lambda=0,94$ мкм со стороны пленки: 3 — W^{p-n} , 4 — W^{n-m} ; при освещении со стороны подложки: 5 — W^{p-n} , 6 — W^{n-m}

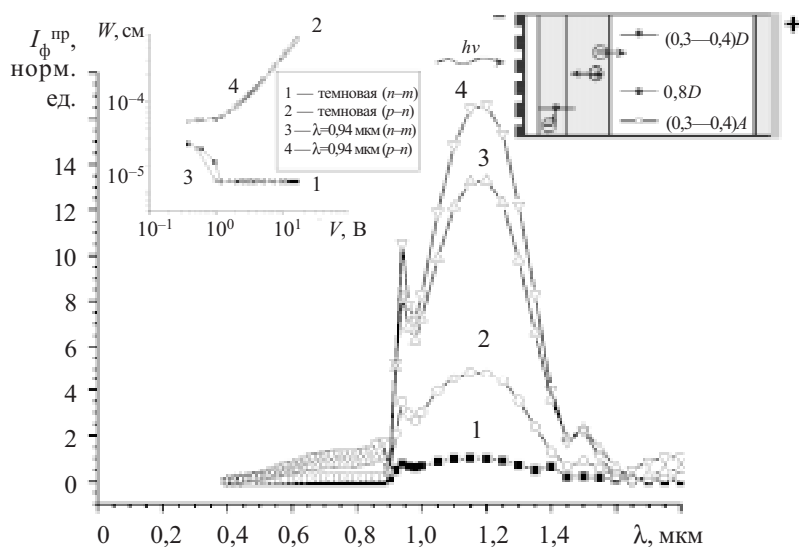


Рис. 8. Спектральная характеристика при освещении со стороны запираемого $p-n$ -перехода при напряжениях: 1 — 2 В; 2 — 20 В; 3 — 30 В; 4 — 40 В

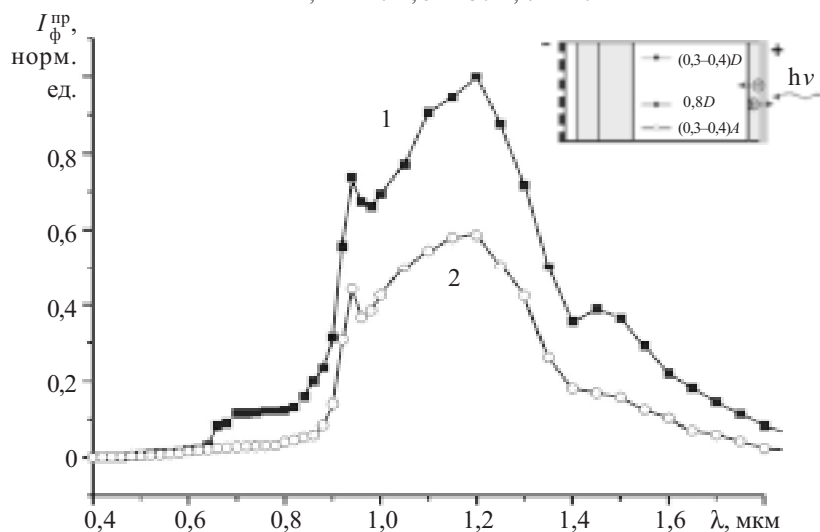


Рис. 9. Спектральная характеристика при освещении со стороны прямо-смещаемого металлополупроводникового барьера фототок с увеличением рабочего напряжения с 10 до 20 В уменьшается (рис. 9), при этом

толщина $p-n$ -перехода при освещении возрастает, то у $n-m$ -перехода уменьшается. Можно заключить, что механизм фоточувствительности в режиме запираания $n-m$ -перехода определяется преимущественно изменением концентрации носителей за счет инжекции и туннелирования носителей.

Особенность $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs:O-Au}$ -структуры такова, что для длинноволнового излучения $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$ -гетерослой является прозрачным. При этом запирающий $p-n$ -переход слой объемного заряда расширяется как в сторону p -области, так и в направлении более высокоомного $n\text{GaAs}$, содержащего примеси кислорода с энергией ионизации 0,8 эВ [26]. Вместе с тем наличие изовалентной примеси индия в гетерослое создает глубокие примесные донорные и акцепторные уровни с энергией ионизации 0,35 эВ [25]. Эти примесные уровни, попадая в область сильного поля обедненных потенциальных барьеров, обеспечивают примесную фоточувствительность в соответствующих оптических диапазонах. Начиная с малых напряжений (2 В) при освещении со стороны гетерослоя имеет место примесная фоточувствительность, причем с увеличением запираемого напряжения фототок возрастает (рис. 8). Ход изменения толщин слоев объемного заряда в темноте и при освещении совпадает (кривая 1 — темновая с кривой 3 — световой для $n-m$ -перехода и кривая 2 — темновая с кривой 4 — световой для $p-n$ -перехода, рис. 8, вставка). В данном случае осуществляется прямое возбуждение носителей с обедненного слоя пропорционально ее толщине без захвата на примесные уровни. Изменение толщины слоев объемного заряда в области напряжений свыше 1—1,3 В осуществляется по одному и тому же закону (рис. 8, вставка). В частности, увеличение сопротивления структуры близко к сублинейному. В режиме запираания $p-n$ -перехода фоточувствительность определяется превалированием изменения эффективного времени жизни неосновных носителей [27].

При освещении со стороны прямо-смещаемого металлополупроводникового барьера фототок с увеличением рабочего напряжения с 10 до 20 В уменьшается (рис. 9), при этом

толщина n - m -перехода, в отличие от освещаемого p - n -перехода, уменьшается, достигая минимального значения уже при 1 В, а при его освещении — при еще меньшем напряжении (0,8 В) (рис. 8, вставка). В этом режиме наибольшая напряженность электрического поля создается на запираемом p - n -переходе, в то время как на n - m -переходе его величина уменьшается, что приводит к увеличению скорости рекомбинации инжектированных носителей во всем спектральном диапазоне. При этом примесный пик с $\lambda=1,5$ мкм полностью подавляется [28].

Таким образом, особенность $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -структуры заключается в том, что в обоих режимах прикладываемого напряжения обеспечивается примесная фоточувствительность за счет изменения концентрации носителей и эффективного времени жизни неосновных носителей.

Заключение

Исследованы спектральная фоточувствительность и механизмы токопереноса в двухбарьерных $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -структурах. Показано, что в зависимости от режима включения имеют место туннельно-инжекционный и генерационно-инжекционный токи, обусловленные инжекцией электронов и дырок через прямосмещаемый p - n -переход и туннелированием электронов через примесные центры запираемого n - m -перехода, а также генерацией неосновных носителей в запираемом p - n -переходе и двойной инжекцией в n - m -переходе. Ответственными за фоточувствительность в примесной области спектра являются изменения концентрации носителей в одном случае и времени жизни неосновных носителей — в другом случае. При этом примесный фототок имеет большие значения при освещении со стороны обедняемых электрическим полем потенциальных барьеров.

Исследуемая структура является двухсторонне чувствительной и работоспособной при любой полярности рабочего напряжения. Представляет интерес для приема и обработки оптических сигналов в видимой ($\lambda=0,5\dots0,9$ мкм, $\lambda=0,9\dots1,0$ мкм) и ближней ИК ($\lambda=1,0\dots1,4$ мкм, $\lambda=1,4\dots1,6$ мкм) областях спектра, перспективных для оптоэлектроники.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А. Полупроводниковые фотоэлектронпреобразователи для ультрафиолетовой области спектра // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 9.— С. 1025—1055.
2. Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г., Биксей М. П., Комаров Е. В. Фотоприемник для ультрафиолетового диапазона спектра на основе фосфида галлия // Третья междунар. науч.-практ. конф. "Современные информационные и электронные технологии" (СИЭТ-2002).— Одесса.— 2002.— С. 222.
3. Овсяк В. Н., Сидоров Ю. Г., Васильев В. В. и др. Матричные фотоприемники 128×128 на основе пленок HgCdTe и многослойных гетероструктур с квантовыми ямами $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ // ФТП.— 2001.— Т. 35, вып. 9.— С. 1159—1166.
4. Добровольский Ю. Г., Рюхтин В. В., Шимановский А. Б. Кремниевые p - n -фотодиоды для ближней ультрафиолетовой области спектра // ТКЭА.— 2001.— № 4—5.— С. 44—46.
5. Астахов В. П., Гиндин Д. А., Карпов В. В., Сорокин К. В. О влиянии сопротивления поверхностного канала на темновой ток квадрантных p - i - n -фотодиодов на кремнии // Прикладная физика.— 1999.— № 2.— С. 79—85.

6. Воробец Г. И., Воробец М. М., Стребежев В. Н. и др. Исследование физических механизмов лазерной коррекции и стабилизации параметров структур $\text{Al-n-n}^+-\text{Si-Al}$ с барьером Шоттки // ФТП.— 2004.— Т. 38, вып. 6.— С. 690—692.
7. Добровольский Ю. Г. p - i - n -фотодиод на основе кремния с низким уровнем темнового тока // Электроника и связь (Киев, КПИ).— 1998.— Вып. 4, ч. 3.— С. 443—446.
8. Ащеулов А. А., Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г. и др. Оптимизация надежности кремниевых p - i - n -фотодиодов по темновому току // ТКЭА.— 1999.— № 1.— С. 35—38.
9. Годованюк В. М., Добровольский Ю. Г., Ащеулов А. А. Высоконадежный кремниевый p - i - n -фотодиод // Науч. вестн. Черновицкого университета.— 1999.— Вып. 66.— С. 9—13.
10. Прибылов Н. Н., Рембеза С. И., Спиринов А. И. и др. // Тр. Междунар. конф. "Оптика полупроводников" (OS-98).— Ульяновск.— 1998.— С. 147—148.
11. Прибылов Н. Н., Рембеза С. И., Спиринов А. И. и др. Фотопроводимость фосфида галлия, компенсированного медью // ФТП.— 1998.— Т. 32, вып. 10.— С. 1165—1169.
12. Karimov A. V., Karimova D. A. Three-junction $\text{Au}/\text{AlGaAs}(n)/\text{GaAs}(p)/\text{Ag}$ photodiode // Materials Science in Semiconductor Processing.— 2003.— Vol. 6, iss. 1—3.— P. 137—142.
13. Пат. 933 РУз. Трехбарьерный фотодиод Каримова / А. В. Каримов.— 1994.
14. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Агзамова М. Х. Температурная зависимость ВАХ фотодиодов на основе арсенида галлия // Узб. физич. журн.— 1995.— № 3.— С. 61—64.
15. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Вахобов К. и др. Двухсторонне-чувствительные фотодиодные структуры в системе арсенид галлия—сульфид кадмия // ИФЖ.— 2003.— Т. 76.— № 1.— С. 167—169.
16. Karimov A. V., Yodgorova D. M., Yakubov E. N. Research of structures corrugated photoreceiving surface // Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics.— 2004.— № 4.— P. 378—382.
17. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Якубов Э. Н. Влияние примесей кислорода и хрома на фоточувствительность арсенида галлия // Гелиотехника.— 2005.— № 1.— С. 91—93.
18. Ёдгорова Д. М., Якубов Э. Н. Детекторы оптического сигнала на основе структур Au-nSi-Al , Au-nSi // ТКЭА.— 2005.— № 4.— С. 39—42.
19. Ёдгорова Д. М., Каримов А. В. Определение характеристик двухбарьерных фотодиодных структур с металлополупроводниковыми переходами // Там же.— 2005.— № 5.— С. 27—30.
20. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.— М.: Мир, 1984.
21. Anderson R. L. Experiments on Ge-GaAs heterojunctions // Solid State Electron.— 1962.— Vol. 5.— P. 341—347.
22. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Радио и связь, 1990.
23. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Саморуков Б. Е. О механизме токопереноса в диодных структурах Cr-n-InP и Mo-n-InP // ФТП.— 2000.— Т. 37, вып. 8.— С. 960—963.
24. Булярский С. В., Жуков А. В. Анализ механизмов переноса тока, определяющих характер обратных вольт-амперных характеристик барьеров металл- GaAs // Там же.— 2001.— Т. 35, вып. 5.— С. 560—563.
25. Жовнир Г. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Марончук И. Е. Жидкофазная эпитаксия трехкомпонентных твердых растворов в системе // ЖТФ.— 1985.— Т. 56, № 9.— С. 1814—1815.
26. Полевые транзисторы на арсениде галлия / Под ред. Д. В. Ди Лоренцо, Д. Д. Кандеуола.— М.: Радио и связь, 1988.
27. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Саморуков Б. Е. Токоперенос в диодных структурах Fe-p-InP // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 2.— С. 192—195.
28. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Руссу Е. В. и др. Об электрических и фотоэлектрических свойствах структуры $\text{Pd-p}^0\text{-Si-p-Si}$ с разупорядоченным промежуточным p^0 -слоем // Там же.— 1997.— Т. 31, вып. 1.— С. 15—18.