

## Применение низкобарьерных структур металл—полупроводник—металл для детектирования микроволновых сигналов

© Н.В. Востоков,<sup>1,2</sup> С.А. Королев,<sup>1</sup> В.И. Шашкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: vostokov@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 26 июля 2013 г.)

Предложены новые конструкции чувствительных элементов на основе несимметричных низкобарьерных структур металл—полупроводник—металл, предназначенные для регистрации сигналов сверхвысокочастотного или терагерцового частотных диапазонов. Рассмотрена вертикальная структура с отличающимися высотами барьеров двух переходов металл—полупроводник и планарная структура с отличающимися площадями переходов. Показано, что характеристики чувствительного элемента на основе вертикальной структуры превосходят аналогичные характеристики детекторного низкобарьерного диода Мотта. Планарный чувствительный элемент имеет сравнимые с диодом характеристики по чувствительности, но проще в изготовлении. Рассчитаны характеристики детектора на основе планарной низкобарьерной структуры, включенной в широкополосную антенну. Определены достижимые значения чувствительности в полосе 1 THz.

### Введение

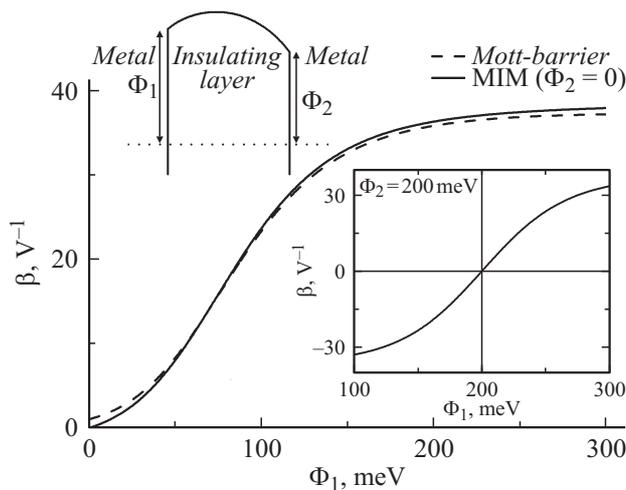
Освоение терагерцового частотного диапазона (0.1–10 THz) продолжается уже более 30 лет [1]. Тем не менее, на сегодняшний день задача создания простого, надежного и доступного приемника излучения остается актуальной. Если до недавнего времени приемные устройства в основном разрабатывались на основе болометров и смесителей, то сейчас все больший интерес вызывают детекторные системы. Детекторные приемники подходят для применений, не требующих ультравысокого спектрального разрешения. Их использование упрощает многоэлементную систему приема и схему регистрации сигналов на низкой частоте по сравнению с системами на основе гетеродинных приемников, и позволяет получить выигрыш в быстродействии, а при комнатной температуре и в чувствительности по сравнению с болометрами [2]. В качестве чувствительных элементов детекторов обычно используются структуры с несимметричной нелинейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Например, диоды на эффекте межзонного туннелирования [3], диоды с планарным легированием [4], диоды на основе перехода полуметалл—полупроводник [5], а также диоды с барьером Шоттки (Мотта) [6–9]. В работе [10] предложены новые чувствительные элементы на основе структур с симметричной ВАХ, содержащей последовательно включенные низкобарьерные переходы металл—полупроводник—металл. В настоящей работе изучается возможность использования в качестве чувствительных элементов приемников сверхвысокочастотного или терагерцового частотных диапазонов несимметричных низкобарьерных структур

металл—полупроводник—металл. Рассмотрены два типа чувствительных элементов: вертикальная структура с отличающимися высотами барьеров двух переходов, планарная структура с отличающимися площадями переходов. Важным отличием структур металл—полупроводник—металл от полупроводникового диода является отсутствие омических контактов полупроводника с металлом. Это упрощает технологию изготовления планарной структуры по сравнению с планарным диодом. На сопротивлении омического контакта диода поглощается часть высокочастотной мощности, что ухудшает эффективность детектирования. Вертикальная структура металл—полупроводник—металл лишена этого недостатка. В работе также рассмотрены свойства распределенных переходов металл—полупроводник, используемых в планарных детекторах.

### 1. Чувствительный элемент на основе МИМ-структуры

В качестве чувствительного элемента приемника рассматривается вертикальная структура металл—нелегированный полупроводниковый слой—металл (МИМ) с различными высотами барьеров  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  на границах полупроводникового слоя. Энергетическая диаграмма структуры схематично показана на левой вставке рис. 1. Управление эффективной высотой барьера металл—полупроводник в широком диапазоне возможно, например, за счет  $\delta$ -легирования полупроводника вблизи границы с металлом [11,12].

Чувствительность приемника пропорциональна параметру квадратичной нелинейности ВАХ чувствительно-



**Рис. 1.** Зависимости от высоты барьера параметров нелинейности барьера Мотта (штриховая линия) и МИМ-структуры со вторым барьером нулевой высоты (сплошная линия). На левой вставке показана энергетическая диаграмма МИМ-структуры. На правой вставке — зависимость параметра нелинейности МИМ-структуры от высоты одного из барьеров при высоте другого барьера 0.2 eV.

го элемента  $\beta = j''_{uu}/j'_u$  [13]. Здесь и далее значения производных плотности тока по напряжению  $j'_u$  и  $f''_{uu}$  берутся при  $u = 0$ , поскольку предполагается, что рассматриваемые чувствительные элементы используются в режиме детектирования без постоянного смещения. В рамках термоэмиссионно-диффузионного подхода с учетом инжекционного тока [14] вычислен параметр квадратичной нелинейности  $\beta$  МИМ-структуры для различных  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Расчеты проведены для структур на основе GaAs при  $T = 300$  K,  $\mu = 4000$  cm<sup>2</sup>/V · s, толщине нелегированного полупроводникового слоя 100 nm. На рис. 1 показана зависимость от высоты одного из барьеров МИМ-структуры при равенстве нулю высоты другого барьера. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для барьера Мотта с такой же толщиной нелегированного слоя. Обе зависимости практически совпадают. Очевидно, также совпадают дифференциальные сопротивления диода и МИМ-структуры при равной высоте барьера. Из этого следует, что характеристики детектирования чувствительного элемента на основе МИМ-структуры превосходят аналогичные характеристики диода Мотта, из-за меньшего последовательного сопротивления. Так как величина последовательного сопротивления МИМ-структуры определяется только сопротивлением металлических проводников, а в диоде — сопротивлением растекания тока в полупроводнике, образующем омический контакт с металлом. С увеличением частоты сигнала нелинейность ВАХ чувствительного элемента шунтируется током смещения, и часть мощности поглощается в последовательном сопротивлении — в результате чувствительность детектора уменьшается [13]. Поэтому при выполнении условия согласования

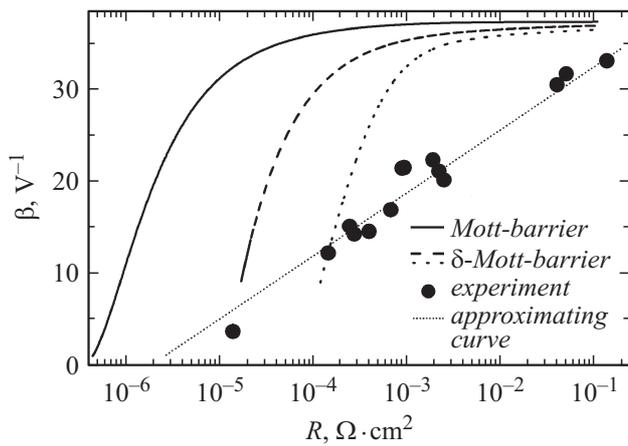
с антенной МИМ-структура может детектировать более высокочастотные сигналы, чем диод.

На правой вставке рис. 1 показана зависимость  $\beta$  от высоты одного из барьеров МИМ-структуры при высоте другого барьера 0.2 eV. При равных барьерах структура не обладает квадратичной нелинейностью. Но при отличии высот барьеров на величину, большую нескольких  $kT$ , параметр  $\beta$  практически достигает своего максимального значения. При этом величина дифференциального сопротивления МИМ-структуры определяется более высоким барьером. Это позволяет использовать для детектирования МИМ-структуру с неравными нулю высотами барьеров  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ .

Симметричная МИМ-структура также может быть использована для детектирования сигналов. Для этого структура должна включаться в регистрирующую цепь аналогично двухполосному чувствительному элементу из работы [10]. Сравнение с несимметричной МИМ-структурой показывает, что при равных дифференциальных сопротивлениях структур, приемник на симметричной структуре несколько хуже из-за необходимости использования кубической нелинейности вместо квадратичной — его минимальная обнаружимая мощность (NEP) в  $2\sqrt{2}$  раз больше.

## 2. Широкополосный детектор на планарной низкобарьерной MSM-структуре

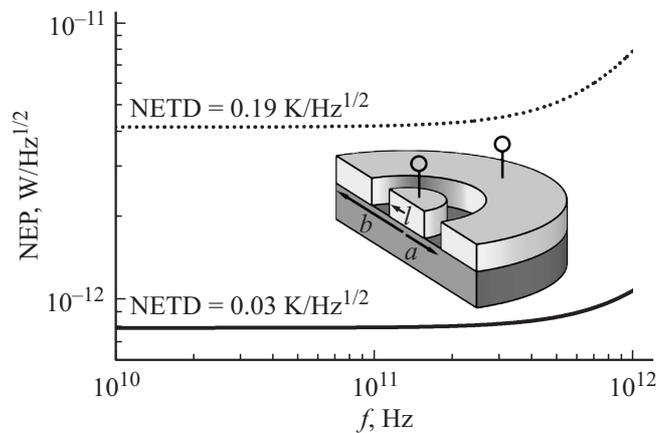
Для систем формирования изображений в миллиметровом диапазоне длин волн используются многоэлементные матрицы приемников. Поскольку в пассивных системах изображение формируется тепловым излучением, которое в этом диапазоне слабое, каждый приемник обычно представляет собой высокочувствительный детектор с малошумящим усилителем на входе [15,16]. При этом приходится решать непростую задачу по согласованию детектора с усилителем. В результате каждый приемник представляет собой сложный, габаритный и дорогостоящий модуль. Ширина полосы, в которой удастся согласовать детектор с усилителем, обычно составляет 10–30 GHz. Другая возможность состоит в использовании широкополосного детектора с чувствительным элементом, включенным непосредственно в широкополосную антенну. Расширение полосы детектора до величины порядка 1 THz увеличивает принимаемую мощность теплового излучения. Для получения изображений хорошего качества в слабokontrastном окружении (в помещении) требуется приемник с возможностью определять температурные изменения на уровне 0.5 K [17]. Если такая чувствительность широкополосного детектирования будет достигнута, это позволит отказаться от усилителя. Идея предлагаемого детектора состоит в использовании в качестве чувствительного элемента планарной структуры металл–полупроводник–металл (MSM) с низко-



**Рис. 2.** Зависимости параметра нелинейности от дифференциального сопротивления для классического барьера Мотта (сплошная линия), для барьера Мотта с приповерхностным  $\delta$ -легированием (полуциркульный пунктир —  $N_\delta = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ,  $d = 2.5\text{--}5.3 \text{ nm}$ ; пунктир —  $N_\delta = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $d = 3.5\text{--}6.6 \text{ nm}$ ). Символы — экспериментальные значения для низкобарьерных диодов Мотта из работы [9], точечная линия — аппроксимация экспериментальных значений.

барьерными переходами Мотта разной площади. Переход малой площади является нелинейным элементом, большой — играет роль омического контакта. Предполагается, что MSM-структура интегрирована с широкополосной планарной антенной. Отсутствие омических контактов в структуре упрощает технологию ее изготовления, что особенно важно при формировании многоэлементной матрицы детекторов.

Рассматривается структура на основе GaAs с переходами Мотта в форме полукруга и полукольца (вставка рис. 3). Параметры структуры:  $b = 6 \mu\text{m}$ ,  $a - l = 1.5 \mu\text{m}$ , полупроводниковый слой имеет поверхностное сопротивление  $R_s = 5 \Omega$  и толщину  $h = 1 \mu\text{m}$ . Величина внеш-



**Рис. 3.** Зависимости NEP планарного детектора от частоты сигнала, полученные с использованием зависимости классического барьера Мотта (сплошная линия) и аппроксимации экспериментальных данных работы [9] (пунктирная линия). На вставке показана планарная MSM-структура.

него радиуса полукольца  $b$  ограничивается внутренним размером планарной антенны. Антенна имеет импеданс  $100 \Omega$  и полосу пропускания  $1 \text{ THz}$ . Радиус малого (полукруглого) перехода  $l$  и параметры барьера Мотта должны быть выбраны при оптимизации характеристик детектора. В актуальной области параметров  $l < h$ , поэтому малый переход является детектирующим с сосредоточенными параметрами. Большой (полукольцевой) переход является распределенным. Его детектирующие свойства на высокой частоте сильно подавлены, так как его ширина  $b - a$  порядка характерного масштаба  $L$  проникновения напряжения и тока в переход. Отношение мощностей поглощаемых большим и малым переходами равно  $\pi l^2 \text{Re}[z](1/R + \omega^2 RC^2) \propto 10^{-2}\text{--}10^{-1}$ , где  $R = (j'_u)^{-1}$ ,  $C$  — емкость перехода Мотта на единицу площади,  $z$  — импеданс кольцевого перехода,  $\omega$  — циклическая частота сигнала. По этим причинам можно пренебречь детектирующими свойствами большого перехода и считать его линейным элементом с импедансом  $2z$ . Подробнее свойства распределенных переходов описаны в Приложении.

Ширина полосы детектирования определяется величиной  $RC$ . Для расширения полосы можно уменьшать величину  $C$  за счет увеличения толщины нелегированного слоя перехода либо уменьшать  $R$  за счет уменьшения эффективной высоты барьера Мотта. В обоих случаях уменьшается параметр нелинейности перехода  $\beta$  из-за смены механизма нелинейности с барьерной на инжекционную. Кроме того, при увеличении толщины нелегированного слоя растет время пролета через него электронов, что ограничивает быстродействие нелинейности. На рис. 2 показаны зависимости  $\beta(R)$ , рассчитанные на основе подхода работы [14] для классического барьера Мотта и барьера Мотта с приповерхностным  $\delta$ -легированием, а также экспериментальные значения этих параметров из работы [9] для диодов Мотта с  $\delta$ -легированием, которые использовались в узкополосных детекторах. Толщина нелегированного слоя перехода Мотта составляет  $100 \text{ nm}$ . Предполагается, что при такой толщине нелегированного слоя до частоты  $1 \text{ THz}$  пролетными эффектами можно пренебречь. При равной величине нелинейности минимальное дифференциальное сопротивление имеет классический барьер Мотта. У барьера Мотта с  $\delta$ -легированием величина  $R$  имеет большие значения из-за туннельно-прозрачного треугольного барьера на границе с металлом [18]. Увеличение концентрации легирующей примеси в  $\delta$ -слое  $N_\delta$  позволяет уменьшать глубину его залегания  $d$  при сохранении положения дна зоны проводимости. Это увеличивает туннельную прозрачность треугольного барьера и уменьшает  $R$ . В результате зависимость  $\beta(R)$  приближается к аналогичной зависимости классического барьера Мотта. Экспериментальные величины параметров диодов Мотта свидетельствуют о том, что диоды отличаются друг от друга одновременно значениями и  $N_\delta$ , и  $d$ . Связь между параметром нелинейности и дифференциальным сопротивлением этого набора диодов ап-

проксимирована логарифмической зависимостью. Зависимости  $\beta(R)$  использованы для нахождения параметров структуры, минимизирующих разность температур, эквивалентную шуму (NETD). Вольт-ваттная чувствительность рассчитывалась на основании подхода, развитого в [13]. Полагалось, что основной вклад в шум детектора вносит тепловой шум, который определяется дифференциальным сопротивлением MSM-структуры вблизи нулевого напряжения. Учитывалось согласование структуры с антенной. При расчете NETD предполагалось, что на каждой частоте на антенну приходит одна пространственная мода неполяризованного излучения [19]. На рис. 3 показаны зависимости NEP от частоты детектируемого сигнала, соответствующие минимальным значениям NETD. Сплошная кривая построена с использованием зависимости  $\beta(R)$  классического барьера Мотта. Этой зависимости соответствуют значения параметров:  $l = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $R = 5.4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (соответствующая высота барьера  $\Delta = 0.12 \text{ eV}$ ),  $\text{NETD} = 0.03 \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ . При получении изображений с частотой 30 кадров в секунду (полоса 15 Hz [20]) такой величине NETD соответствует минимальная обнаружимая разность температур 0.12 K. Пунктирная кривая построена с использованием зависимости аппроксимирующей экспериментальные данные. Соответствующие значения параметров:  $l = 0.95 \mu\text{m}$ ,  $R = 2.2 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ,  $\text{NETD} = 0.19 \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ .

## Заключение

Предложены новые чувствительные элементы на основе несимметричных низкобарьерных структур металл–полупроводник–металл для приемников сверхвысокочастотного или терагерцового частотных диапазонов. Рассмотрены два типа структур: вертикальная с отличающимися высотами барьеров двух переходов металл–полупроводник, планарная структура с отличающимися площадями переходов.

Показано, что вертикальная МИМ-структура с разными высотами двух барьеров и диод Мотта с близкими дифференциальными сопротивлениями имеют сравнимые параметры квадратичной нелинейности ВАХ. В отличие от диода Мотта, чувствительный элемент на основе МИМ-структуры не содержит омического контакта полупроводника с металлом, поэтому его последовательное сопротивление очень мало. Это улучшает характеристики приемника по сравнению с детектором на основе диода.

Показано, что чувствительный элемент на основе планарной MSM-структуры с двумя переходами Мотта разной площади может обеспечивать высокочувствительные детектирования сигналов в терагерцовом диапазоне частот. Расчет характеристик детектора на основе MSM-структуры, включенной в широкополосную антенну, показывает, что при формировании в структуре низкобарьерных переходов Мотта с использованием существующей технологии  $\delta$ -легирования может быть

достигнута величина  $\text{NETD} = 0.19 \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ . В случае оптимизации переходов Мотта с  $\delta$ -легированием величина NETD может быть улучшена до значения  $0.03 \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ . Отсутствие в MSM-структуре омических контактов полупроводника с металлом упрощает технологию изготовления чувствительного элемента и его интегрирование с планарной антенной, что особенно важно при формировании многоэлементных матриц детекторов.

Работа выполнена при поддержке программ Президиума и ОФН РАН.

## Приложение

При изготовлении планарных приборов возникает необходимость формирования омических и барьерных переходов между тонкими металлическими и полупроводниковыми слоями. Из-за конечной проводимости слоев ток и напряжение между металлом и полупроводником неоднородно распределены вдоль границы перехода. Поэтому свойства распределенных переходов отличаются от свойств переходов со сосредоточенными параметрами. Это необходимо учитывать при проектировании приборов.

Рассмотрим распределенный переход Мотта (Шоттки) кольцевой формы с радиусами границ  $a$  и  $b$ . Пусть между слоем металла (сопротивлением которого пренебрежем) и полупроводниковым слоем с поверхностным сопротивлением  $R_s$  в сечении  $r = a$  приложено напряжение  $V(t) = u_0 \cos \omega t$ . Легко показать, что при толщине необедненного слоя полупроводника, много меньшей ширины кольца, распределение напряжения на переходе вдоль радиуса описывается уравнением

$$\frac{1}{R_s} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = j(u) + C \frac{\partial u}{\partial t}$$

с граничными условиями

$$u(a, t) = V(t), \quad \frac{\partial u}{\partial r}(b, t) = 0.$$

Для малого приложенного напряжения решение уравнения находится в виде разложения в ряд по степеням малого параметра  $\beta u_0$ . Для импеданса распределенного перехода получим выражение

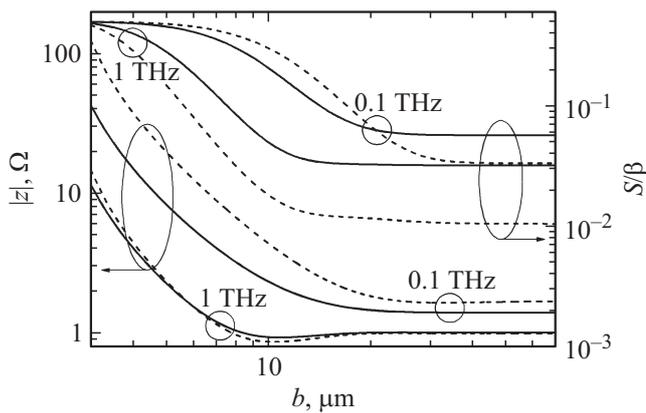
$$z = \pm \frac{R_s}{2\pi a a} \frac{I_0(\alpha a) K_1(\alpha b) + K_0(\alpha a) I_1(\alpha b)}{K_1(\alpha a) I_1(\alpha b) - I_1(\alpha a) K_1(\alpha b)},$$

где  $I_n$  и  $K_n$  — модифицированные функции Бесселя,

$$\alpha = \alpha_1 + i\alpha_2,$$

$$\alpha_2 = \left( \frac{R_s}{2R} \left( \sqrt{1 + (\omega RC)^2} \pm 1 \right) \right)^{1/2},$$

в выражении для  $z$  знак плюс соответствует случаю  $a < b$ , знак минус — случаю  $a > b$ . Ампер-ваттная



**Рис. 4.** Зависимости модуля импеданса и ампер-ваттной чувствительности кольцевого перехода Мотта на основе GaAs с толщиной нелегированного слоя 100 nm от внешнего радиуса  $b$  для частот сигнала 0.1 и 1 THz. Поверхностное сопротивление легированного полупроводникового слоя  $R_s = 5 \Omega$ . Сплошными линиями показаны зависимости для значений параметров  $a = 2.3 \mu\text{m}$ ,  $R = 5.4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Штриховыми линиями — для параметров  $a = 2.45 \mu\text{m}$ ,  $R = 2.2 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

чувствительность перехода в режиме квадратичного детектирования равна

$$S = \frac{\beta\pi}{R\text{Re}[z^{-1}]} \int_a^b |X(r)|^2 (X(r))_{\omega=0} r dr,$$

где

$$X(r) = \frac{I_0(ar)K_1(ab) + K_0(ar)I_1(ab)}{I_0(aa)K_1(ab) + K_0(aa)I_1(ab)}.$$

Характерный масштаб проникновения напряжения и тока в переход  $L = |\alpha|^{-1}$ . При ширине кольцевого перехода, большей или порядка  $L$ , его импеданс слабо зависит от ширины, а ампер-ваттная чувствительность сильно подавлена по сравнению с переходом со сосредоточенными параметрами, для которого  $S = \beta/2$ . На рис. 4 показаны зависимости импеданса и ампер-ваттной чувствительности кольцевого перехода Мотта от величины внешнего радиуса  $b$  для двух частот сигнала. Сплошным и штриховым кривым соответствуют те же параметры структуры, что и на рис. 3.

Приведем аналогичные выражения для распределенного перехода, имеющего форму прямоугольной полосы с шириной  $w$ . Его импеданс на единицу длины полосы равен

$$z_{st} = \frac{R_s}{\alpha} \text{cth}(\alpha w),$$

ампер-ваттная чувствительность перехода

$$S_{at} = \frac{\beta}{2R\text{Re}[z_{st}^{-1}]} \int_0^w |Y(x)|^2 (Y(x))_{\omega=0} dx,$$

где

$$Y(x) = \frac{\text{ch}[\alpha(w-x)]}{\text{ch}(\alpha w)}.$$

### Список литературы

- [1] Dragoman D., Dragoman M. Progress in Quant. Electron. 2004. Vol. 28. N 1. P. 1–66.
- [2] Sizov F., Rogalski A. Progress in Quant. Electron. 2010. Vol. 34. N 5. P. 261–348.
- [3] Su N., Rajavel R., Deelman P., Schulman J.N., Fay P. // IEEE Electron. Device Lett. 2008. Vol. 29. N 6. P. 536–539.
- [4] Vo V.T., Hu Z. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2006. Vol. 54. N 11. P. 3836–3842.
- [5] Kazemi H., Nagy G., Tran L., Grossman E., Brown E.R., Gossard A.C., Boreman G.D., Lail B., Young A.C., Zimmerman J.D. Microwave Symposium IEEE/MTT-S International. 3–8 June 2007. Honolulu. HI. P. 1367–1370.
- [6] Brown E.R. // Sol. Stat. Electron. 2004. Vol. 48. N 10–11. P. 2051–2053.
- [7] Ito H., Nakajima F., Ohno T., Furuta T., Nagatsuma T., Ishibashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 2008. Vol. 47. N 8. P. 6256–6261.
- [8] Semenov A., Cojocari O., Huubers H.-W., Song F., Klushin A., Mueller A.-S. // IEEE Electron Device Lett. 2010. Vol. 31. N 7. P. 674–676.
- [9] Shashkin V.I., Drjagin Yu.A., Zakatov V.R., Krivov S.V., Kukin L.M., Murel A.V., Chechenin Y.I. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 2007. Vol. 28. N 11. P. 945–952.
- [10] Шашкин В.И., Востоков Н.В. Труды 22-ой международной конференции „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии“. 10–14 сентября 2012 г. Севастополь, Украина, С. 599–600.
- [11] Шашкин В.И., Мурель А.В., Дроздов Ю.Н., Данильцев В.М., Хрыкин О.И. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. Вып. 1. С. 57–60.
- [12] Шашкин В.И., Мурель А.В., Данильцев В.М., Хрыкин О.И. // ФТП. 2002. Т. 36. Вып. 5. С. 537–542.
- [13] Cowley A.M., Sorensen H.O. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1996. Vol. 14. N 12. P. 588–602.
- [14] Shashkin V.I., Vostokov N.V. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. P. 043702.
- [15] Радзиховский В.Н., Кузьмин С.Е., Хайкин Б.В., Закамов В.Р., Шашкин В.И. Труды 19-ой Международной конференции „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии“. 14–18 сентября 2009 г. Севастополь, Украина, С. 79–80.
- [16] Lynch J.J., Moyer H.P., Schaffner J.H., Royter Y., Sokolich M., Hughes B., Yoon Y.J., Schulman J.N. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2008. Vol. 56. N 7. P. 1592–1600.
- [17] Dietlein C.D., Luukanen A., Meyer F., Popovic Z., Grossman E.N. 4-th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications. 2006. Espoo, Finland.
- [18] Шашкин В.И., Мурель А.В. // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 5. С. 574–579.
- [19] Richards P.L. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 1–24.
- [20] Popovic Z., Grossman E.N. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. N 1. P. 133–144.