

DOI: 10.18721/JPM.11101

УДК 538.935

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ БАРЬЕРА ШОТТКИ И ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs/AlGaAs

**А.С. Абросимов, В.Н. Агарев**

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Российская Федерация

Предложена двухбарьерная резонансно-туннельная структура, состоящая из барьера Шоттки и гетероперехода GaAs/AlGaAs, и рассмотрено ее возможное применение для резонансно-туннельных диодов, работающих при комнатной температуре. Методами численного моделирования произведена оптимизация конфигурации данной структуры. На примере оптимизированной структуры выполнено моделирование вольт-амперной характеристики (ВАХ) и проведен анализ влияния теплового тока на полученную зависимость.

**Ключевые слова:** численное моделирование; резонансно-туннельные структура; барьер Шоттки; гетеропереход

**Ссылка при цитировании:** Абросимов А.С., Агарев В.Н. Численное моделирование резонансно-туннельных структур на основе барьера Шоттки и гетероперехода GaAs/AlGaAs // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2018. Т. 11. № 1. С. 9 – 17. DOI: 10.18721/JPM.11101

## NUMERICAL SIMULATION OF THE RESONANCE-TUNNEL STRUCTURE BASED ON THE SCHOTTKY BARRIER AND A GaAs/AlGaAs HETEROJUNCTION

**A.S. Abrosimov, V.N. Agarev**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
Nizhny Novgorod, Russian Federation

The resonance tunneling diode has been widely studied because of its importance in the field of nanoelectronic technology and its potential applications in very high speed/functionality devices and circuits. Even though much progress has been made in this regard, the most popular structure of these diodes consists of barriers created by heterojunctions only. In this paper, we present numerical simulation results for a two-barrier resonance-tunnel structure consisting of the Schottky barrier and a GaAs/AlGaAs heterojunction. We considered its potential application to the resonance-tunnel diodes working at room temperature. The configuration of this structure was optimized using numerical simulation methods. A current voltage characteristic was simulated by the example of the optimized structure, and the influence of the thermal current on the obtained dependence was analyzed.

**Key words:** numerical simulation; resonance-tunnel structure; Schottky barrier; heterojunction

**Citation:** A.S. Abrosimov, V.N. Agarev, Numerical simulation of the resonance-tunnel structure based on the Schottky barrier and a GaAs/AlGaAs heterojunction, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 11 (1) (2018) 9 – 17. DOI: 10.18721/JPM.11101

### Введение

Резонансно-туннельные диоды на основе полупроводниковых наноразмерных гетероструктур обладают  $N$ -образной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) с участком отрицательного дифференциального сопротивления и малой инерционностью процесса туннелирования (длительность процесса имеет порядок  $10^{-13}$  с). Поэтому они представляют большой интерес для создания высокоскоростных приборов терагерцового диапазона и цифровых устройств со временем переключения порядка  $10^{-12}$  с и менее. Л.В. Иогансену принадлежит приоритет в идее использовать эффект резонансного туннелирования электронов в слоистых тонкопленочных структурах металл – диэлектрик для создания электронных интерферометров, тонкопленочных диодов, триодов и т. п. [1 – 3].

### Исследование резонансно-туннельных структур

В работе [4] исследовались ВАХ структуры  $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs$  с различными соотношениями толщины барьеров и квантовой ямы. Для всех исследуемых структур резонансный ток наблюдался только при низких температурах (77 К и ниже); при комнатной же температуре все эффекты, связанные с туннелированием, исчезали. Авторы объяснили это размытием локальных уровней в квантовой яме и невысоким барьером, который легко преодолевается электронами с относительно высокой для комнатной температуры энергией.

С другой стороны, понижение температуры до 4,2 К не приводит к ожидаемому «обострению» туннелирования, что, по видимому, связано с наличием рассеяния на структурных флуктуациях и примесях; это рассеяние также дает уширение локальных уровней.

При температуре 77 К на ВАХ наблю-

дается пик тока, вызванный эффектом резонансного туннелирования, при этом ее смоделированный вид согласуется с экспериментальным. При комнатной температуре эта особенность исчезает.

На величину туннельного тока влияют четыре фактора [5]: толщина барьера, ширина ямы, высота барьера и концентрация примесей в области контактных областей. При этом если три первых фактора определяют высоту пика и поведение зависимости коэффициента прозрачности от энергии электрона, то четвертый обуславливает энергетическое распределение этих электронов на входе в двухбарьерную структуру.

На ВАХ резонансно-туннельного диода влияет также и его материал. Например, высота пика тока  $i_{max}$  для структур InAlAs/InGaAs оказывается почти на порядок выше, чем для AlAs/GaAs, при примерно одинаковом соотношении  $i_{max}/i_{min}$  [6]. Хорошие результаты дает и использование многобарьерных структур. В такой системе, содержащей последовательность монотонно сужающихся квантовых ям, энергии электронов на эквивалентных уровнях всех ям оказываются одинаковыми [7]. Для этого равенства ширины ям специально подбираются так, чтобы значение разности потенциалов, приложенной к структуре, было равно превышению основного уровня самой узкой квантовой ямы над уровнем Ферми.

При достаточно малой проницаемости барьеров, когда расщепление уровней, обусловленное перекрытием волновых функций электронов в соседних ямах, невелико, на ВАХ структуры наблюдается резкий резонансный пик. Последний образуют электроны, энергии которых заключены в узком интервале вблизи энергии основного состояния самой узкой квантовой ямы.

### Методика моделирования

В данной статье мы исследуем двухбарьерную резонансно-туннельную струк-

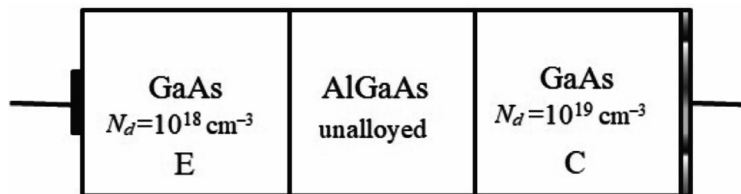


Рис. 1. Схема резонансно-туннельной структуры:  
металл коллектора – GaAs (барьер Шоттки); гетеропереход GaAs/AlGaAs (второй барьер);  
E, C – эмиттер и коллектор соответственно

туру, в которой обязательно присутствует барьер Шоттки (рис. 1). Он является естественным для контакта металл – арсенид галлия (GaAs) и обусловлен поверхностными состояниями. Его высота для различных металлов составляет примерно 0,8 эВ [8].

Второй барьер представляет собой гетеропереход GaAs/AlGaAs, который может иметь разную высоту (она зависит от доли алюминия). Варьируется также толщина слоя AlGaAs, отвечающего за ширину барьера гетероперехода.

Для моделируемой структуры принималось, что концентрация носителей заряда  $n$  достигает значения  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Барьер Шоттки с такой концентрацией примесей имеет наименьшую толщину, и такая концентрация технологически реализуется с наименьшим количеством дефектов имплантации.

В нашей модели область барьера Шоттки является обедненным слоем, поэтому распределение внешнего потенциала считаем линейным, при этом его максимум на-

ходится в точке  $x = 0$ , а нуль – на границе перехода металл – полупроводник (рис. 2). Внешнее напряжение падает между барьером Шоттки (это переход металл – GaAs, который является коллектором) и сильнолегированной областью GaAs, которая служит вторым контактом. Эмиттер структуры находится слева, со стороны барьера гетероперехода, коллектор – справа, со стороны барьера Шоттки (см. рис. 1).

На практике возможно создание резонансно-туннельных диодов с высотой барьера гетероперехода до 0,4 эВ. Этот предел определяется возникновением центров рекомбинации в полупроводнике, и, как следствие, появлением сильных шумов на ВАХ структуры.

В данной работе были проанализированы резонансно-туннельные структуры с высотой барьера от 0,3 до 0,4 эВ. Ток такой структуры рассчитывался как создаваемый электронами, движущимися от эмиттера к коллектору [5]; в результате его плотность следует выражению

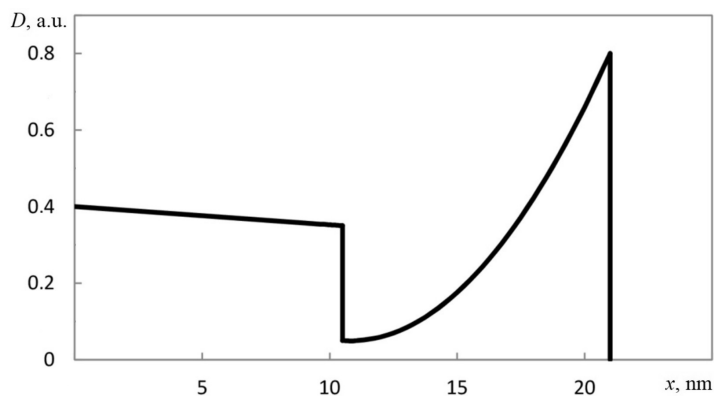


Рис. 2. Энергетическая диаграмма исследуемой структуры при воздействии внешнего напряжения 0,1 В

$$j = \frac{em^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty D(E) \times \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E}{k_B T} \right) \right] dE - \frac{em^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty D(E) \times \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E - eV}{k_B T} \right) \right] dE, \quad (1)$$

где  $E$  – энергия;  $V$  – напряжение, подаваемое на структуру;  $D(E)$  – коэффициент прохождения;  $E_F$  – энергия уровня Ферми;  $T$  – температура;  $k_B$  – константа Больцмана;  $e$ ,  $m^*$  – заряд и эффективная масса электрона.

Значение  $E_F$  определяется из решения уравнения электронейтральности

$$\frac{N_d}{1 + \beta^{-1} \exp \left( \frac{E_F - E_d}{k_B T} \right)} = N_c F_{1/2} \left( \frac{E_F}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где  $\beta$  – фактор спинового вырождения ( $\beta = 1/2$ );  $N_d$  – концентрация донорной примеси (в настоящей работе  $N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , она берется для слоя GaAs, примыкающего к барьеру Шоттки);  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $F_{1/2}$  – интеграл Ферми с индексом 1/2;  $E_d$  – энергия донорного уровня.

В арсениде галлия донорный уровень создается кремнием с глубиной залегания –6 мЭВ относительно дна зоны проводимости. Зависимость  $D(E)$  мы получили методом, предложенным в работе [9], путем решения уравнения Шрёдингера в одноэлектронном приближении, без учета эффектов рассеяния.

Пусть двухбарьерная структура расположена на расстояниях от 0 до  $L$ ; тогда волновая функция берется из уравнения Шрёдингера:

$$\psi'' + \frac{2m^*}{\hbar^2} (E - U(x))\psi = 0, \quad (3)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона (для простоты она считается одинаковой во всей рассматриваемой области).

Решением уравнения во внешних областях будут функции следующего вида:

$$\begin{aligned} x \leq 0, \quad \psi &= e^{ikx} + re^{-ikx}; \\ x \geq L, \quad \psi &= de^{ik(x-L)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $r$ ,  $d$  – амплитуды отражения и прохождения, соответственно;  $k$  – модуль волнового вектора.

Коэффициенты отражения и прохождения следуют выражениям

$$R = |r|^2, \quad D = |d|^2, \quad (5)$$

Граничные условия получим из функций (4):

$$\begin{aligned} \psi(0) &= 1 + r, \quad \psi(L) = d, \\ \psi'(0) &= ik(1 - r), \quad \psi'(L) = ikd. \end{aligned} \quad (6)$$

Выразим амплитуды  $r$  и  $d$  через функции  $\psi(0)$  и  $\psi(L)$ ; тогда граничные условия можно записать как

$$\begin{aligned} \psi'(0) + ik\psi(0) &= 2ik, \\ \psi'(L) - ik\psi(L) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (3) вместе с условиями (7) определяют задачу во внутренней области на расстояниях от 0 до  $L$ . Решая эту задачу и отыскивая  $\psi(x)$ , мы можем найти коэффициенты отражения и прохождения в следующем виде:

$$D = |d|^2 = |\psi(L)|^2, \quad R = |r|^2 = |\psi(0) - 1|^2. \quad (8)$$

Примем полную длину структуры  $L$  за единицу, тогда уравнение Шрёдингера примет вид

$$\psi'' + (\varepsilon - U(x))\psi = 0, \quad (9)$$

где энергия  $\varepsilon$  и потенциал  $U(x)$  отсчитываются в единицах  $\hbar^2 / 2mL^2$ .

Разобьем участок от 0 до  $L$  на  $N$  областей длиной  $a$ . Тогда  $L = Na$ ; и если  $L = 1$ , то  $a = 1/N$ .

Для произвольной точки внутри области уравнение (9) можно записать в дискретном виде:

$$\psi_{n+1} + \psi_{n-1} + \varepsilon_n \psi_n = 0, \quad (10)$$

$$\varepsilon_n = -2 + a^2(\varepsilon - V_n). \quad (11)$$

Для первого из граничных условий (7) сделаем замену производной волновой

функции на ее дискретный аналог:

$$\psi'(0) \approx (\psi_1 - \psi_{-1}) / 2a.$$

Тогда граничное условие и уравнение Шрёдингера при  $x = 0$  имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_1 - \psi_{-1} + 2ika\psi_0 &= 4ika, \\ \psi_1 - \psi_{-1} + \varepsilon_0\psi_0 &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Сложив два уравнения (12) и разделив эту сумму на 2, получим первое граничное условие:

$$\psi_1 + \left( \frac{\varepsilon_0}{2} + ika \right) \psi_0 = 2ika. \quad (13)$$

Для второго граничного условия ( $x = N$ ) аналогично найдем:

$$\begin{aligned} \psi_{N+1} - \psi_{N-1} - 2ika\psi_N &= 0, \\ \psi_{N+1} - \psi_{N-1} + \varepsilon_N\psi_N &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

откуда получим это условие в виде

$$\psi_{N-1} + \left( \frac{\varepsilon_N}{2} + ika \right) \psi_N = 0. \quad (15)$$

Таким образом, задача состоит в решении системы уравнений (10), (13) и (15).

Трехдиагональная система уравнений (10) решается модифицированным методом прогонки [10].

### Результаты и их обсуждение

На первом этапе моделирования оптимизировалась резонансно-туннельная структура, причем за основу брался коэффициент прохождения  $D(E)$ , зависящий от ширины и высоты барьера гетероперехода GaAs/AlGaAs; подбирались такие геометрические параметры (высота и ширина) этого барьера, при которых значение коэффициента прохождения принимало наибольшее значение – не менее 70 %.

Пример результата моделирования приведен на рис. 3. Следует обратить внимание на то, что барьеры в рассматриваемой структуре достаточно широки (до 11 нм) и ширина пиков на представленной зависимости  $D(E)$  не превышает нескольких десятков миллиэлектронвольт, а именно – ее варьировали от 0,01 до 20 мэВ. Отметим, что полученные нами зависимости  $D(E)$  не учитывали эффектов рассеяния при решении уравнения Шрёдингера в одноэлектронном приближении с помощью рассмотренного численного метода.

В структурах с высотой барьера Шоттки 0,30 – 0,35 эВ и шириной 6 – 9 нм наблюдались самые высокие значения коэффициента прохождения. В некоторых из

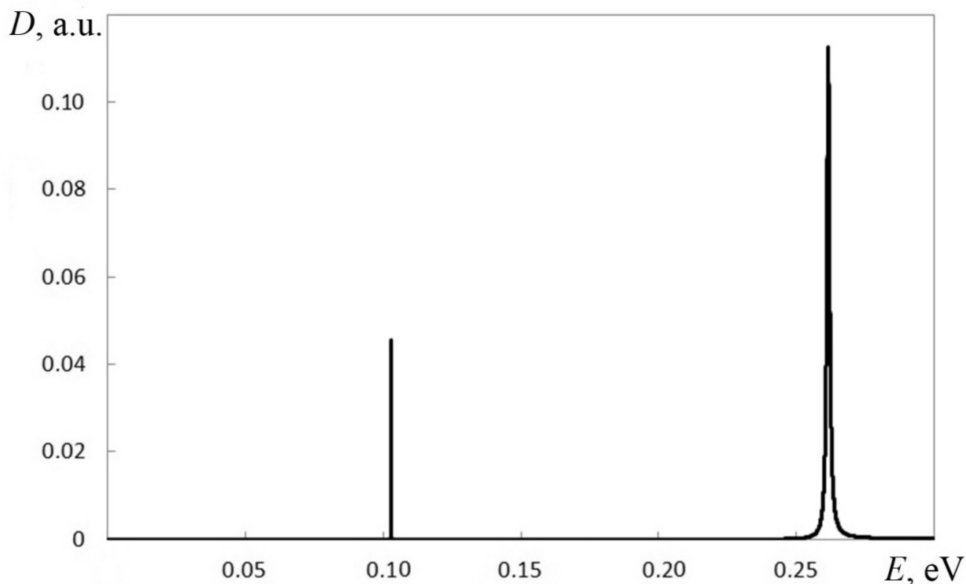


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения от энергии при ширине барьера гетероперехода 6 нм и его высоте 0,3 эВ (результат моделирования)

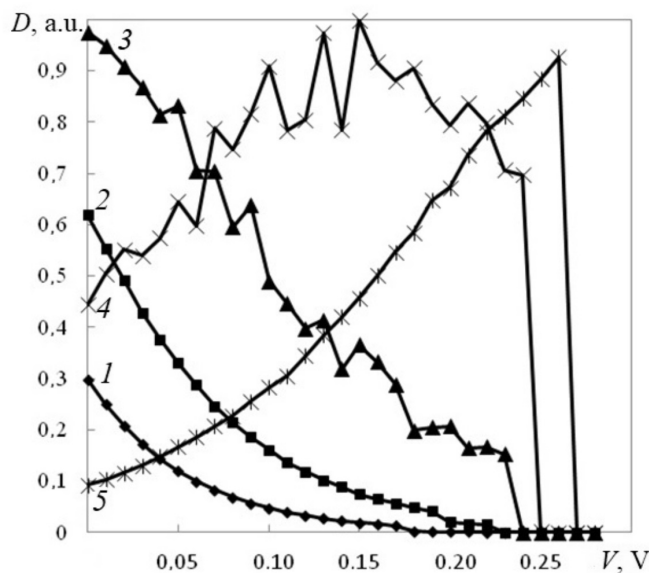


Рис. 4. Зависимости максимального значения коэффициента прохождения от внешнего напряжения при вариации ширины барьера гетероперехода, нм: 11 (кривая 1), 10 (2), 9 (3), 7 (4), 6 (5); высота барьера – 0,4 эВ

этих структур коэффициент прохождения составлял более 95 %. Кроме того, при всех конфигурациях барьера гетероперехода наблюдалось резонансное туннелирование с пиками резонанса в 10 % и выше.

На рис. 4 представлены примеры зависимостей максимального значения коэффициента прохождения от внешнего напряжения при вариации ширины барьера (от 6 до 11 нм) и фиксированной его высоте (0,4 эВ). При уменьшении ширины барьера высота пиков растет; при этом изменяется вид зависимости: от убывающей при максимальной ширине до возрастающей (вплоть до значения коэффициента прохождения свыше 90 %).

В ходе исследования выбранных моделей резонансно-туннельных структур было установлено, что значение коэффициента прохождения зависит в большей степени от высоты барьера гетероперехода, чем от его ширины. Поскольку анализ только коэффициентов прохождения не может дать полной картины оптимизации, хотя и играет значительную роль, так как значения этих коэффициентов определяют расчетное поведение ВАХ резонансно-туннельного диода (см. формулу (1)), нами были допол-

нительно рассчитаны ВАХ данных структур при двух температурах: 100 и 300 К.

На рис. 5 показаны ВАХ резонансно-туннельной структуры с высотой барьера гетероперехода 0,3 эВ и толщиной 6 нм – именно при этих параметрах наблюдается наиболее высокий и широкий пик тока. Расчетные ВАХ получены при 100 и 300 К.

Как видно из зависимостей, при 300 К пик плотности тока достигает приемлемой для экспериментального наблюдения величины (до  $10^8$  А/м<sup>2</sup>). Для исследуемых резонансно-туннельных структур при ненулевых температурах плотность тока будет иметь две составляющие: тепловую и туннельную. Туннельный ток рассмотрен выше, а тепловой ток выражается с помощью следующей формулы:

$$j_{therm} = ne \left( \frac{k_B T}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{e\phi}{k_B T} \right) \times \left( \exp \left( \frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right). \quad (16)$$

В итоге искомая плотность тока  $J$  выражается суммой

$$J = j_{therm} + j_{tunnel}, \quad (17)$$

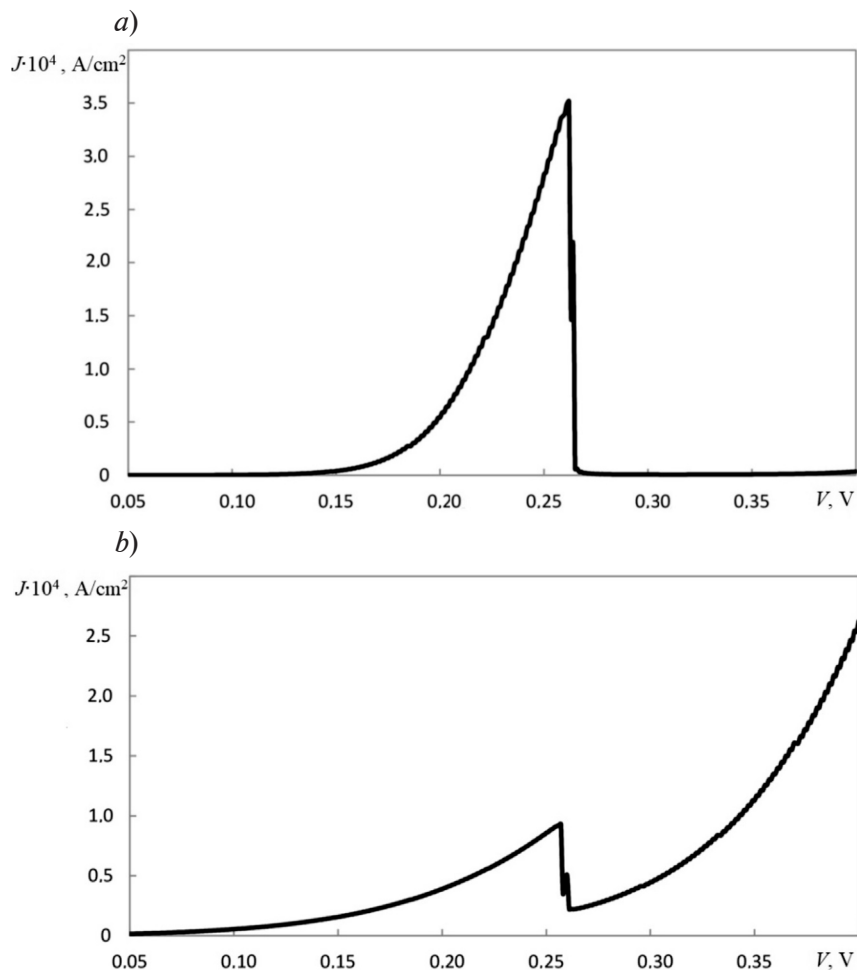


Рис. 5. ВАХ резонансно-туннельной структуры с шириной барьера гетероперехода 6 нм и высотой 0,3 эВ при температурах 100 К (а) и 300 К (б)

где  $j_{tunnel}$  — плотность туннельного тока (1).

Вследствие высокого барьера Шоттки ( $\varphi = 0,8$  эВ) тепловой ток, инжектирующийся через него, оказывается крайне малым, по сравнению с туннельным. Величина тепловой составляющей при комнатной температуре (300 К) на два порядка ниже туннельной.

ВАХ, приведенные на рис. 5, получены без учета эффектов рассеяния электронов. При этом основной вклад в ток дает резонансное туннелирование через второй уровень (см. рис. 3), для которого пик коэффициента прохождения существенно шире и выше.

Однако в легированном арсениде галлия рассеяние электронов может суще-

ственно повлиять на значения коэффициента прохождения и тока. Оценить это влияние можно, приняв, что пик коэффициента прохождения описывается формулой Лоренца [11]:

$$D(E) = \frac{4D_1D_2}{(D_1 + D_2)^2} \frac{\Delta E_b^2}{\Delta E_t^2 + 4(E - E_p)^2}, \quad (18)$$

где  $D_1, D_2$  — коэффициенты прохождения через первый и второй барьеры;  $\Delta E_t$  — полная ширина пика;  $\Delta E_b$  — ширина пика без учета процессов рассеяния,  $E_p$  — положение максимального значения пика.

Полная ширина пика

$$\Delta E_t = \Delta E_b + \Delta E_r,$$

где  $\Delta E_r$  — ширина пика, обусловленная

процессами релаксации;  $\Delta E_r = \hbar / \tau_r$  ( $\tau_r$  — время релаксации импульса).

Для второго резонансного уровня (см. рис. 3)  $\Delta E_b \approx 4$  мэВ. Если принять, что в легированном арсениде галлия при 300 К подвижность электронов  $\mu = 0,4$  м<sup>2</sup>/(В·с), то  $\tau_r = 1,5 \cdot 10^{-13}$  с,  $\Delta E_r = 4,4$  мэВ.

Таким образом, влияние процессов рассеяния выражается в уменьшении высоты пика коэффициента прохождения в 4,4 раза и в его уширении в 2,1 раза. Это должно приводить к существенному снижению туннельного тока (ток должен снижаться ввиду уменьшения высоты резонансного пика, но это снижение должно отчасти компенсироваться его уширением).

Для оценки влияния рассеяния на отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП) можно принять, что ее максимальное значение  $g_{\max}$  пропорционально отношению  $\Delta E_b^2 / \Delta E_r^2$ , и тогда  $g_{\max}$  уменьшится в 4,4 раза.

Приведенные оценки показывают, что влияние рассеяния в рассмотренной структуре уменьшит пиковое значение тока на ВАХ в несколько раз и растянет область ОДП, делая спад тока более пологим по сравнению с ВАХ на рис 5.

Однако для практического применения остается важным наличие ОДП при нормальной температуре и упрощение технологии, по сравнению с двухбарьерной гетероструктурой.

### Заключение

В данной статье представлены результаты компьютерного моделирования перспективных резонансно-туннельных структур. Показано, что туннельные эффекты в этих структурах сохраняются при высоких температурах вплоть до комнатной, а положение и форма пика плотности тока меняются с изменением конфигурации — высоты и ширины барьера GaAs/AlGaAs резонансно-туннельной структуры.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иогансен Л.В. О возможности резонансного прохождения электронов в кристаллах через системы барьеров // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 2. С. 207–213.
2. Иогансен Л.В. О резонансном туннелировании электронов в кристаллах // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 2. С. 270–277.
3. Иогансен Л.В. Тонкопленочные электронные интерферометры // Успехи физических наук. 1965. Т. 86. Вып. 5. С. 175–179.
4. Chang L.L., Esaki L., Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers // Appl. Physics Letters. 1974. Vol. 24. No. 12. Pp. 593–595.
5. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы нанoeлектроники. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. 281 с.
6. Бузанева Е.В. Микроструктуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990. 304 с.
7. Cahoy M., McLennan M., Datta S., Lundstrom M.S. Importance of space-charge effects in resonant tunneling devices // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. No. 10. Pp. 612–614.
8. Irsigler R., Geppert R., Goppert R., Ludwig J., Rogalla M., Runge K., Schmidt Th., Weber M. Influence of contacts and substrate on semi-insulating GaAs detectors // Nucl. Instrum. Meth. Phys. A. 1997. Vol. 395. No. 1. Pp. 71–75.
9. Сатанин А.М. Численные методы в нанofизике. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2006. 96 с.
10. На Ц. Вычислительные методы решения прикладных граничных задач. М.: Мир, 1982. 296 с.
11. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Изд-во «Логос», 2000, 246 с.

Статья поступила в редакцию 18.06.2016, принята к публикации 24.10.2017.

### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**АБРОСИМОВ Александр Сергеевич** — аспирант кафедры электроники твердого тела Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Российская Федерация.

603950, Российская Федерация, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23  
MANOWAR89@mail.ru



**АГАРЕВ Владимир Николаевич** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры электроники твердого тела Нижегородского государственного университета им Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Российская Федерация.

603950, Российская Федерация, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23  
agarev\_v\_n@mail.ru

#### REFERENCES

- [1] **L.V. Iogansen**, The possibility of resonance transmission of electrons in crystals through a system of barriers, JETP. 18 (1) (1964) 146–150.
- [2] **L.V. Iogansen**, Resonance tunneling of electrons in crystals, JETP. 20 (1) (1965) 180–185.
- [3] **L.V. Iogansen**, Thin-film electron interferometers, Physics-Uspekhi. 8 (3) (1965) 413–416.
- [4] **L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu**, Resonant tunneling in semiconductor double barriers, Appl. Phys. Lett. 24 (12) (1974) 593–595.
- [5] **V.P. Dragunov, I.G. Neizvestnyy, V.A. Gridchin**, Osnovy nanoelektroniki [Nanoelectronics fundamentals], Novosibirsk: Izd-vo NGTU, 2000.
- [6] **E.V. Buzaneva**, Mikrostruktury integralnoy elektroniki [Microstructures of integrated electronics], Moscow, Radio i svyaz, 1990.
- [7] **M. Cahoy, M. McLennan, S. Datta, M.S. Lundstrom**, Importance of space-charge effects in resonant tunneling devices, Appl. Phys. Lett. 50 (10) (1987) 612–614.
- [8] **R. Irsigler, R. Geppert, R. Goppert, J. Ludwig, M. Rogalla, K. Runge, Th. Schmidt, M. Weber**, Influence of contacts and substrate on semi-insulating GaAs detectors, Nucl. Instrum. Meth. Phys. A. 395 (1) (1997) 71–75.
- [9] **A.M. Satanin**, Chislennyye metody v nanofizike [Numerical methods in nanophysics], Nizhni Novgorod, Izd-vo Nizhegorodskogo gosuniversiteta, 2006.
- [10] **T.Y. Na**, Computational methods in engineering boundary value problems, New York, London, Academic Press, 1979.
- [11] **V.Ya. Demikhovskiy, G.A. Vugalter**, Fizika kvantovykh nizkorazmernykh struktur [Physics of quantum low-dimensional structures], Moscow, Logos, 2000.

Received 18.06.2016, accepted 24.10.2017.

#### THE AUTHORS

**ABROSIMOV Alexander S.**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod  
23, Gagarin Ave., Nizhny Novgorod, 603950, Russian Federation  
MANOWAR89@mail.ru

**AGAREV Vladimir N.**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod  
23, Gagarin Ave., Nizhny Novgorod, 603950, Russian Federation  
agarev\_v\_n@mail.ru

DOI: 10.18721/JPM.111102

UDC 538.91

## PROPERTIES OF THE SEMICONDUCTOR STRUCTURE WITH A *p-n*-JUNCTION CREATED IN A POROUS SILICON FILM UNDER LASER RADIATION

V.V. Tregulov<sup>1</sup>, V.A. Stepanov<sup>1</sup>, N.N. Melnik<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ryazan State University named for S.A. Yesenin, Ryazan, Russian Federation;

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Science, Moscow, Russian Federation

The possibility of formation of a *p-n*-junction in a film of porous silicon by means of pulse laser radiation have been shown. Methods of Raman spectroscopy and photoluminescence spectroscopy were used to investigate features of transformation of a microstructure of a film of porous silicon under the influence of laser radiation. It was established that influence of a single laser impulse lasting 18 ns with the wavelength of 355 nanometers and energy of an impulse in the range of 85 – 200 mJ lead to disappearance of an amorphized phase and an increase in the sizes of crystallites in a film of porous silicon. In the paper it was shown that the *p-n*-junction was formed under the influence of laser radiation inside the largest silicon crystallites of a porous silicon film. To study the features of the electrophysical characteristics of the obtained semiconductor structure, methods for measuring the current-voltage and the capacitance-voltage characteristics were used. The obtained *p-n*-junction was sharp. The mechanisms of current flow had a complex character and were mainly determined by the processes of generation and recombination of carriers in the space-charge region of the *p-n*-junction involving the energy levels of the traps.

**Key words:** porous silicon film; *p-n*-junction, laser radiation; Raman scattering; photoluminescence

**Citation:** V.V. Tregulov, V.A. Stepanov, N.N. Melnik, Properties of the semiconductor structure with a *p-n*-junction created in a porous silicon film under laser radiation, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 11 (1) (2018) 18 – 25. DOI: 10.18721/JPM.111102

## СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ С *p-n*-ПЕРЕХОДОМ, СФОРМИРОВАННЫМ В ПЛЕНКЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В. Трегулов<sup>1</sup>, В.А. Степанов<sup>1</sup>, Н.Н. Мельник<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,

г. Рязань, Российская Федерация;

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,

Москва, Российская Федерация

Показана возможность формирования *p-n*-перехода в пленке пористого кремния с помощью импульсного лазерного излучения. Методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции исследованы особенности трансформации микроструктуры пленки пористого кремния под действием лазерного излучения. Установлено, что воздействие одиночного лазерного импульса длительностью 18 нс с длиной волны 355 нм и энергией импульса в диапазоне 85 – 200 мДж приводит к исчезновению аморфизированной фазы и увеличению размеров кристаллитов внутри пленки пористого кремния. В статье показано, что *p-n*-переход формируется под действием излучения